

Antény a rádiokomunikačné trasy

Otázky na skúšku

1 Základné módy elektromagnetických vln s ohľadom na ich mechanizmus šírenia

- a) priama vlna: šíri sa priamočiarno v izotropnom a homogénnom prostredí
- b) prízemná vlna: šíri sa v blízkosti Zemskeho povrchu na rozhraní Zem-vzduch
- povrchová: prízemná ohybová, kopíruje povrch
 - priama: ovplyvňuje ju troposféra
 - odrazená: je ovplyvnená Zemským povrchom a jeho vlastnosťami
- c) ionosferická vlna
- ionosferické skoky
 - šíri sa viacerými odrazmi
 - prenášajú sa vlny s $\lambda > 10$ m
 - prenášajú sa rozptýlené a odrazené vlny z atmosféry
- d) troposferická vlna
- troposferický rozptyl
 - troposferický vlnovod

2 Šírenie priamej vlny vo voľnom priestore, rovnica rádiového prenosu

Predpokladajme, že izotropný žiarič je umiestnený vo voľnom priestore, pričom prostredie je bezstratové a homogénne. Amplitúda intenzity elektrického poľa bude

$$\begin{aligned} E_{ef} &= \frac{30P_{\Sigma 1}}{r} \left[\frac{V}{m} \right] \\ E_{ef} &= \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}D_{a1}}}{r} = \frac{\sqrt{30P_1G_{a1}}}{r} \\ E &= \frac{\sqrt{60P_{\Sigma 1}D_{a1}}}{r} = \frac{\sqrt{60P_1G_{a1}}}{r} \end{aligned}$$

D_{a1} - absolútna smerovosť vysielačej antény voči izotropnému žiariču

D_{r1} - relatívna smerovosť voči polvlnovému dipólu

P_1 - výkon dodávaný do antény

G_{a1} - absolútny zisk vysielačej antény

Prenosové straty

$$L_{VP} = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{G_{a1}G_{a2}}$$

Základné prenosové straty

$$L_{BVP} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2$$

Rovnica ideálneho rádiového prenosu

$$E_{ef} = \frac{173\sqrt{P_E D}}{r} = \frac{245\sqrt{P_\Sigma D}}{r} \quad \left[\frac{mV}{m}; kW, km \right]$$

Relatívna komplexná permitivita

$$\varepsilon_{rk} = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon_r - j \frac{\sigma \lambda 36\pi 10^9}{2\pi c} = \varepsilon_r - j60\lambda\sigma$$

3 Šírenie prízemných povrchových vln nad homogénnym povrchom

Prízemná povrchová vlna sa šíri na rozhraní zem-vzduch. Vplyvom difrakcie do určitej miery sleduje terénne nerovnosti a zakrivenie zemského povrchu. Pri výpočte predpokladáme, že rozhranie je rovinné. Tlmenie závisí od parametrov pôdy, nad ktorou sa šíri. Na vybudenie povrchovej vlny musia byť antény umiestnené vo veľmi malej elektrickej výške nad rozhraním. Rovnica ideálneho rádiového prenosu nad dokonale vodivou pôdou

$$E_{ef} = \frac{\sqrt{30P_1G_{a1}}}{r} \sqrt{2} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}D_{a1}}}{r} \sqrt{2}$$

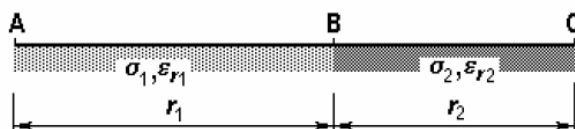
Rovnica ideálneho rádiového prenosu nad polovodivou pôdou

$$E_{ef} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}D_{a1}}}{r} \sqrt{2} F_1 = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}D_{a1}}}{r} F$$

Van der Polov vzťah možno použiť pre výpočet vertikálnej polarizácie zložky pol'a iba v nevelkých vzdialenostiach, kedy môžeme zanedbať zakrivenie Zeme. Pre rádiový spoj v oblasti povrchovej vlny nie je vhodné používať antény s horizontálnymi polarizačnými vlastnosťami.

4 Metóda fiktívneho výkonu pre výpočet poľa pri šírení elektromagnetických vln nad nehomogénnym povrchom

Vysielač je umiestnený v bode A a máme určiť intenzitu elektrickej zložky poľa v mieste C. Predpokladáme, že tlenie v úseku BC nezávisí od tlenia v úseku AB. Najprv určíme pole v bode B



$$E_B = \frac{245\sqrt{P_\Sigma D}}{r_1} |F_{1r_1}|$$

kde F_{1r_1} je tlenie vo vzdialenosti r_1 nad prvým prostredím. Koeficient zoslabenia možno určiť zo vzťahu

$$F \cong \frac{2 + 0,3x}{2 + x + 0,6x^2} \quad \text{kde} \quad x_v = \frac{\pi r}{\lambda} \frac{\sqrt{(\epsilon_r - 1)^2 + (60\lambda\sigma)^2}}{\epsilon_r^2 + (60\lambda\sigma)^2}$$

V ďalšom určíme výkon, ktorý by musel mať vysielač, aby vybudil vo vzdialenosti r_1 tú istú intenzitu poľa, za predpokladu, že úsek AB má elektrické parametre úseku BC.

$$E_B = \frac{245\sqrt{P'_\Sigma D}}{r_1} |F_{2r_1}|$$

Porovnaním dostaneme

$$P'_\Sigma = P_\Sigma \frac{|F_{1r_1}|^2}{|F_{2r_1}|^2}$$

Teraz určíme intenzitu poľa v mieste C, ktorá je vytvorená fiktívnym žiaričom s výkonom P'_Σ za predpokladu, že rádiové vlny sa šíria po celej trase AC ako nad jedným prostredím a to s parametrami druhého prostredia.

$$E_C = \frac{245\sqrt{P'_\Sigma D}}{r_1 + r_2} |F_{2(r_1+r_2)}|$$

Po dosadení dostaneme

$$E_C = \frac{245\sqrt{P_\Sigma D}}{r_1 + r_2} \frac{|F_{1r_1}| |F_{2(r_1+r_2)}|}{|F_{2r_1}|}$$

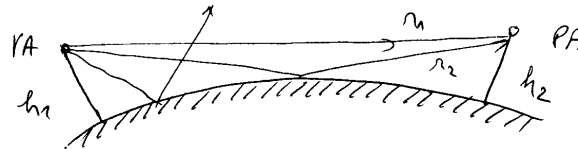
Korekcia výsledných intenzít

$$E_D = \frac{2E_A E_C}{E_A + E_C} \quad E_M = \sqrt{E_A E_C}$$

5 Šírenie prízemnej priamej a odrazenej vlny nad rovinným povrchom, činiteľ zoslabenia F pri šírení VKV vln

Elektromagnetické pole pri tomto móde šírenia možno považovať za súčet priamej a odrazenej vlny. Rozdiel fáz dvoch rovnakých zložiek pol'a závisí od rozdielu dráh

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1)$$

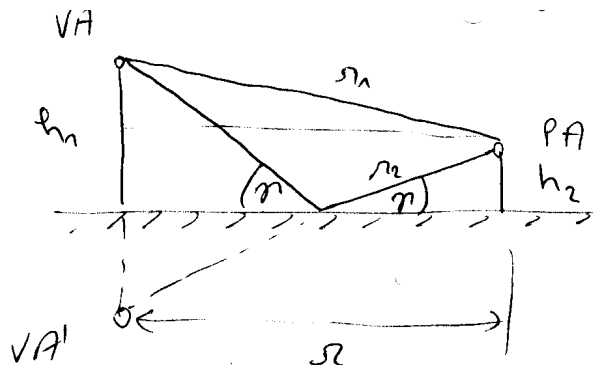


Mód šírenia je podmienený priamou viditeľnosťou medzi PA a VA. Priama vzdialenosť optickej viditeľnosti

$$r'_0 = \sqrt{2R_{zem}} \cdot (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$$

Pri atmosferickom lomu sú lúče elektromagnetických vln krivočiare a priama vzdialenosť bude iná. Zväčšíme polomer Zeme tak, aby sme dosiahli priamu viditeľnosť. Efektívny polomer Zeme je 8500 km.

A) Rovinný Zemský povrch



Komplexná intenzita elektrického pol'a bude súčet intenzity elektrického pol'a priamej a odrazenej vlny v mieste PA

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \frac{\sqrt{60P_1G_{a1}}}{r_1} e^{-jkr_1} + \frac{\sqrt{60P_1G_{a1}}}{r_2} e^{-jkr_2} \dot{R}$$

Keď dĺžka dráhy odrazenej vlny je $r_2 = r_1 + \Delta r$, potom

$$\vec{E}_2 \doteq \frac{\sqrt{60P_1G_{a1}}}{r_1} |\dot{R}| e^{-j(kr_1 + k\Delta r + \beta)}$$

Pre amplitúdu zložky poľa \vec{E}_2 možno predpokladať, že $r_2 \equiv r_1$. Výsledná intenzita elektrického poľa

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \left[1 + |\dot{R}| e^{-j(\beta + k\Delta r)} \right]$$

$$\left| 1 + |\dot{R}| e^{-j(\beta + k\Delta r)} \right| = \sqrt{1 + 2|\dot{R}| \cos(\beta + k\Delta r) + |\dot{R}|^2} = F$$

Výsledná intenzita elektrického poľa v mieste príjmu je určená intenzitou elektrického poľa priamej vlny vynásobenej činiteľom tlmenia. V praxi sú elevačné uhly veľmi malé, preto

$$\tan \gamma \doteq \gamma = \frac{h_1 + h_2}{r} \quad \Delta r = r_2 - r_1 \doteq \frac{2h_1 h_2}{r}$$

$$F = \sqrt{1 + 2|\dot{R}| \cos\left(\beta + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right) + |\dot{R}|^2}$$

V závislosti od vzdialenosti r sa mení činiteľ odrazu \dot{R} a hodnota F nadobúda maximálne a minimálne hodnoty, keď

$$\cos\left(\beta + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right) = \pm 1$$

Ďalej platí $F = 1 \pm R$. Prvé maximum je od VA vo vzdialenosti

$$\beta + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} \doteq 2\pi$$

Pre malé γ a pre Zemský povrch $R \doteq 1$, $\beta = 2\pi$ horizontálne polarizovaná vlna bude mať tvar

$$F = 2 \left| \sin \frac{\pi}{\lambda} \Delta r \right| = 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r_{max}} \right|$$

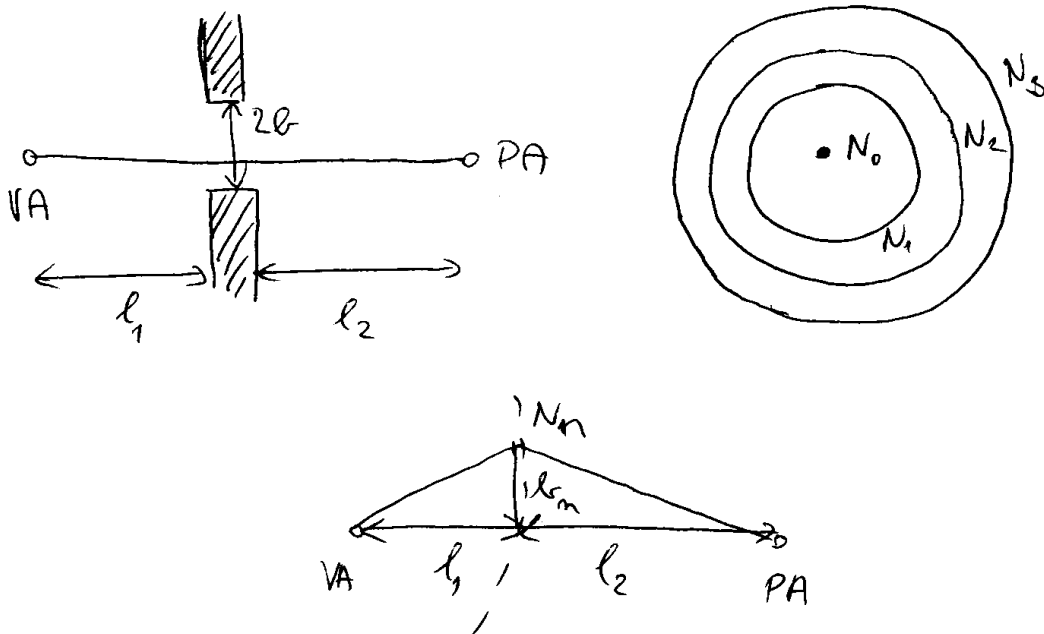
$$r_{1max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda} \quad r_{1min} = \frac{2h_1 h_2}{\lambda(1+n)}$$

Ak $\gamma < 20^\circ$

$$F \doteq \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} \quad \text{ak} \quad r > \frac{10h_1 h_2}{\lambda}$$

6 Význačný objem pre rádiový prenos, určenie polomeru 1. Fresnelovej zóny

Vložíme do cesty elektromagnetických vln nepriepustnú prekážku, v ktorej je otvor s premenlivým priemerom. Na začiatku je clona otvorená a odmeriame intenzitu elektrického poľa v bode PA. Postupne zmeňujeme priemer do okamihu, keď práve zaznamenáme pokles intenzity elektrického poľa v bode PA. Postupne meníme vzdialenosť apertúry od VA a pokus opakujeme. Takto určíme objem, v ktorom sa prenáša podstatná časť energie z VA do PA. Tento objem sa nazýva význačný objem pre rádiový prenos. Zoberme do úvahy guľovú elektromagnetickú vlnu, na čelo ktorej nakreslíme sústavu kružníc. Kružnice sú množinou bodov s konštantnou vzdialenosťou od prijímacej antény. Oblasti medzi susednými kružnicami sa nazývajú Fresnelove zóny, pričom prvá F. Z. je časť guľového povrchu, ohraničená prvou kružnicou.



Prvá Fresnelova zóna s dostatočnou rezervou ohraničuje významný objem pre rádiový prenos.

$$\overline{VAN_n} + \overline{N_nPA} = l_1 + l_2 + n\lambda/2$$

$$\overline{VAN_n} = \sqrt{l_1^2 + b_n^2} = l_1 \left(1 + \frac{b_n^2}{l_1^2} \right)^{1/2} \doteq l_1 + \frac{b_n^2}{2l_1}$$

$$\overline{N_nPA} = \sqrt{l_2^2 + b_n^2} \doteq l_2 + \frac{b_n^2}{2l_2}$$

V skutočnosti sa elektromagnetické vlny nešíria vo forme lúčov, ale v objeme ohraničenom rotačným elipsoidom, prislúchajúcim 1. Fresnelovej zóne.

$$b_n = \sqrt{\frac{l_1 l_2 n \lambda}{l_1 + l_2}} \quad b_1 = \sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1 + l_2}}$$

7 Šírenie ionosferických vln, parametre ionosféry, odraz a lom v ionosfére, MUF a FOT frekvencie

Ionosféra je plynové dielektrikum, ktoré obsahuje voľné elektróny a ióny. Elektromagnetické vlny sa môžu odrážať len ak majú určitú veľkosť vlnovej dĺžky. Šírenie závisí od denného času, ročného obdobia, roku a zemepisnej šírky. Vo veľkých výškach je žiarenie veľmi intenzívne a ionizuje sa relatívne málo atómov. Hustota ionizácie je tu malá. S klesajúcou výškou narastá atmosférický tlak a hustota ionizácie dovedy, kým sa nedosiahne výška, kde bude maximálna. Ionizačné žiarenie sa buď absorbovalo alebo využilo v procese ionizácie. Vrstvy E a F existujú prakticky stále, D existuje najmä cez deň.

Parametre ionosféry

- hustota elektrónov N

- okamžitá hustota prúdu
- relatívna permitivita

$$\varepsilon_r = 1 - 80,8 \frac{N}{f^2}$$

Odraz a lom: predpokladajme elektrónovú koncentráciu $0 < N_1 < N_2 < \dots < N_m$, dopadajúca elektromagnetická vlna sa však bude v každej vrstve lámať.

$$n_k = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N_k}{f^2}}$$

Pre indexy lomu jednotlivých vrstiev bude platiť

$$1 > n_1 > n_2 > \dots > n_m$$

Pri dostatočne veľkom počte lomov bude v k -tej vrstve uhol lomu $\pi/2$, potom platí $n_k = \sin \varphi_d$. Elektromagnetická vlna sa v takomto prípade šíri vo vodorovnom smere. Najväčšia hodnota elektrónovej hustoty $N = N_{max}$ bude potrebná vtedy, keď uhol dopadu na spodný okraj ionizovanej vrstvy bude nulový. Z tejto podmienky možno určiť najvyššiu kritickú frekvenciu f_{kr} , pri ktorej sa ešte odrazí elektromagnetická vlna

$$f_{kr} = \sqrt{80,8 N_{max}}$$

Maximálna frekvencia elektromagnetických vln, ktoré sa môžu odraziť pre danú prenosovú vzdialenosť, nazýva sa maximálna použiteľná frekvencia pre túto vzdialenosť - MUF.

$$MUF = f_{kr} \frac{1}{\cos \varphi_d}$$

Optimálna prevádzková frekvencia - FOT sa volí tak, aby pre 90 % dní v mesiaci sa v danej dennej hodine mohlo uskutočniť rádiové spojenie. Tomu zodpovedá zníženie MUF o 15 %.

8 Šírenie troposferických vln, druhy troposferického lomu, vlnovodný kanál, troposferický rozptyl

Troposféra je časť atmosféry, siahajúca od zemského povrchu do výšky 8-10 km v severných zemepisných šírkach a do výšky 16-18 km na rovníku. Percentuálne zloženie plynov v troposfére sa nemení s výškou, jedinou výnimku tvoria pary. Teplota klesá s narastajúcou výškou.

- teplotný gradient 6 °C/km
- priemerný tlak 0,1014 MPa - výške 5 km je polovičný

Štandardná troposféra

- tlak na hladine mora 0,1013 MPa
- teplota 15 °C
- relatívna vlhkosť 60 %
- výška do 11 km

Index lomu závisí od atmosferického tlaku, teploty a vlhkosti. Elektromagnetické vlny sa šíria z miesta A do miesta B v najkratšom čase. Pretože $v = c/n$, elektromagnetické vlny sa nebudú šíriť priamočiario, ale krivočiario tak, aby prechádzali miestami, kde je ich rýchlosť najväčšia.

Troposferický lom môže byť záporný, nulový alebo kladný.

Šírenie vlnovodným kanálom: index lomu klesá štyrikrát rýchlejšie ako v štandardnej troposfére. Príčinou vzniku superrefrakcie je teplotná inverzia a rýchla zmena vlhkosti v závislosti od výšky. Elektromagnetické vlny sa môžu šíriť na veľké vzdialenosti.

Šírenie troposferickým rozptylom: únik pri šírení naznačuje, že šírenie nevzniká módou prízemných vln, ale že sa tu uplatňuje iný mechanizmus šírenia, spojený s náhodnými procesmi v troposfére. Nehomogenita indexu lomu spôsobuje rozptyl elektromagnetických vln, pričom časť rozptýleného poľa dopadne na PA. Vplyvom turbulentných zmien tlaku, teploty a vlhkosti sa náhodne mení aj permitivita prostredia.

9 Základné údaje pre návrh digitálnych RR spojov, prenosové charakteristiky, chybovosť a poruchovosť - prípustné hodnoty, terénny profil

Výhody digitálnych spojov

- pri radení pri jednotlivých skokoch sa neuplatňujú aditívne zákony šumu
- kvalita prenosu je v bezúnikovom stave nezávislá od počtu skokov
- lepšia odolnosť pri zhoršených prenosových podmienkach
- potlačenie chýb rozsiahlym použitím adaptívnych korektorov, korekčných obvodov a kódov

Chybovosť BER: počet chybných prijatých bitov v sledovanom čase alebo relatívna početnosť chýb

Terénny profil:

- zistiť nadmorskú výšku, terénne zlomy, koncové body skoku, rozľahlé vodné plochy, rovinné terénne plochy
- v kritických oblastiach aj výšku zalesnenia

Zakrivenie zemského povrchu: zakrivenie nulovej úrovne zemského povrchu voči dotyčnici k nulovej úrovni v koncovom bode skoku

10 Základné pojmy a definície - poľové a výkonové smerové charakteristiky, šírka vyžarovacieho zväzku, teoréma ekvivalentnosti, princíp recipacity

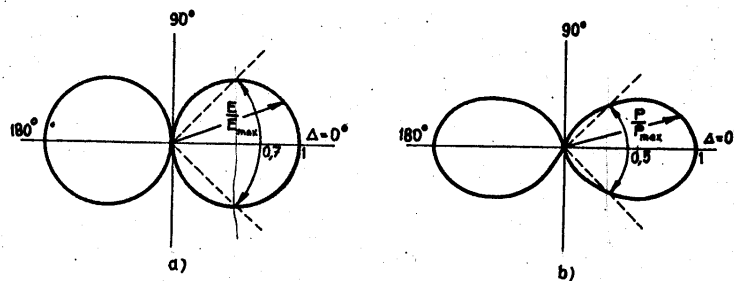
Aby sme získali predstavu o vyžarovaní antény do celého priestoru, stačí zvolit' dve na seba kolmé roviny prechádzajúce stredom gule O, čím získame dve kružnice pozorovania. V jednej kružnici leží vektor E , v druhej vektor H , pričom na oboch kružniciach meriame amplitúdu intenzity elektrického poľa. Časová stredná hodnota okamžitých hodnôt modulu Poyntingovho vektora sa nazýva hustota výkonu. Je to výkon prechádzajúci cez jednotkovú plochu. Keď vynesieme závislosť hustoty výkonu P ako funkciu uhla Θ alebo φ , charakteristiku nazývame absolútnou výkonovou smerovou charakteristikou. Ak však vyjadříme P ako pomernú hodnotu vzhľadom na zvolenú referenčnú hodnotu, nazývame ju relatívnou výkonovou smerovou

vou charakteristikou. Ako referenčnú hodnotu berieme do úvahy obyčajne maximálnu hodnotu P . Výkonová smerová charakteristika izotropného žiariča je guľová. Charakteristiky určujúce závislosť amplitúdy intenzity elektrického poľa v konštantnej vzdialenosti od žiariča r ako funkcie uhlov Θ alebo φ sa nazývajú pol'ové smerové charakteristiky (absolútne, relatívne). Relatívna pol'ová charakteristika je úmerná kvadrátu výkonovej smerovej charakteristiky.

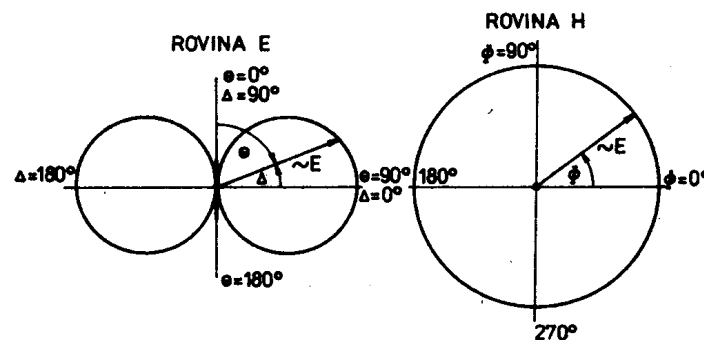
$$P = \frac{1}{2} \frac{E^2}{Z_{vp}}$$

Vzájomný vzťah medzi relatívnymi výkonovými a pol'ovými smerovými charakteristikami

$$\frac{P}{P_{max}} = \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^2$$



Obrázok 1: Pol'ová a výkonová smerová charakteristika toho istého krátkeho dipólu



Obrázok 2: Smerová charakteristika elementárneho dipólu

Šírka vyžarovacieho zväzku: uhol medzi dvoma bodmi na smerovej charakteristike, kde výkonová hustota poklesne na polovičnú hodnotu. Kvôli presnosti sa udáva v dB.

Teoréma ekvivalentnosti

Majme fiktívny uzavretý povrch S , vnútri ktorého je zdroj elektromagnetického poľa. Vektory \vec{E} a \vec{H} možno v každom bode poľa rozložiť na normálovú a tangenciálnu zložku

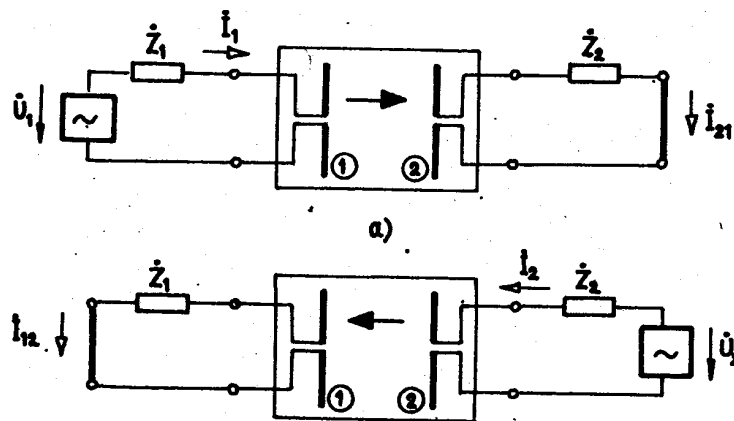
$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{a}_t \dot{E}_t + \vec{a}_n \dot{E}_n \\ \vec{H} &= \vec{a}_t \dot{H}_t + \vec{a}_n \dot{H}_n\end{aligned}$$

Nech teraz elektromagnetické pole vnútri je nulové a zvonku sa nezmení. Aby mohol nastať takýto prípad, musia na povrchu S existovať povrchové hustoty prúdov dané rovnicami

$$\begin{aligned}\vec{J}_{SE} &= \vec{a}_n \times \vec{H} \\ \vec{J}_{SM} &= -\vec{a}_n \times \vec{a}_t \cdot \dot{E}_t = \vec{E} \times \vec{a}_n\end{aligned}$$

ako dôsledok nespojitosti vektorov \vec{E} a \vec{H} na povrchu S . Potom elektromagnetické pole, ktoré vznikne v dôsledku prúdových hustôt, bude vnútri nulové a zvonku sa nezmení. Pôvodné pole zvonku uzavretého priestoru možno určiť z tangenciálnych zložiek poľa na povrchu S . (ekvivalencia medzi prúdmi a poľami)

Princíp reciprocity: Predpokladajme lineárne a izotropné prostredie, v ktorom sú dve ľubovoľné vodičové antény. Teoréma reciprocity je vyjadrená vzťahom



Obrázok 3: Prenos výkonu medzi dvoma anténami

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_{21}} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{I}_{12}}$$

Aplikujme teraz teorému na vodičové antény, pri ktorých možno hovoriť o vstupných alebo výstupných napätiach a prúdoch. Nech prvá je vysielačia a druhá prijímačia. V obvode prvej antény preteká prúd

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_1}{\dot{Z}_1 + \dot{Z}_{v1}}$$

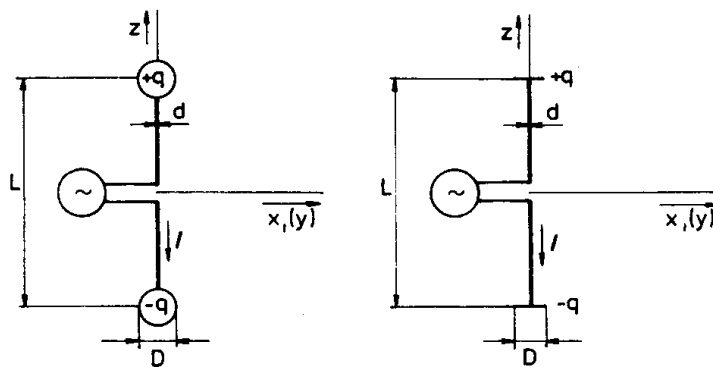
kde \dot{Z}_{v1} je vstupná impedancia prvej antény. Vstupná impedancia vysielačnej antény je rovnaká, ako vnútorná impedancia generátora. Smerová funkcia a impedancia sú pri vysielaní a prijímaní rovnaké. Rozloženie prúdu na prijímačnej a vysielačnej anténe je iné.

11 Elementárne žiariče - elektrický dipól, elektrická slučka, štrbinová anténa, plošný žiarič, zóna žiarenia, vyžiarený výkon, vyžarovací odpor, smerové charakteristiky

11.1 Elektrický dipól

Element elektrického prúdu je nekonečne tenký vodič, s diferenciálnou dĺžkou a konštantným rozložením prúdu pozdĺž vodiča. Ak na koncoch žiariča má byť nenulový prúd, musí existovať možnosť, aby sa tam nahromadil náboj, pričom keď na jednom konci náboj narastá, na druhom konci ubúda. Aby nevznikol fázový posun prúdu na žiariči, musí byť jeho dĺžka $L \ll \lambda$.

$$-\frac{dq}{dt} = I \sin \omega t \quad L \ll \lambda$$



1. Elementárny elektrický dipól vyžaruje postupné vlny šíriace sa od antény do nekonečna rýchlosťou svetla v danom prostredí.
2. Plochy s rovnakou fázou $e^{-jkr} = e^{-j\Phi} = \text{konšt}$ sú guľové plochy, ktorých stredy ležia v strede dipólu. Táto plocha sa nazýva vlnoplocha.
3. Amplitúdy zložiek poľa sú nepriamo úmerné vzdialenosti medzi anténou a bodom pozorovania.
4. Vektory \vec{E} a \vec{H} majú iba zložky \dot{E}_Θ a \dot{H}_Φ , ktoré sú navzájom kolmé a tiež kolmé na smer šírenia. S Poyntingovým vektorom zvierajú sústavu troch ortogonálnych vektorov.
5. Vektor \vec{E} leží v rovine prechádzajúcej osou dipólu.
6. Pomer komplexných amplitúd elektrického a magnetického poľa v zóne žiarenia nezávisí od vzdialenosti a ostatných priestorových súradníc

$$\frac{\dot{E}_\Theta}{\dot{H}_\Phi} = \frac{k}{\omega \varepsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \doteq \dot{Z}_{vp} = 377 \Omega$$

7. Smerové charakteristiky elementárneho elektrického dipólu získame grafickým znázornením jeho smerovej funkcie

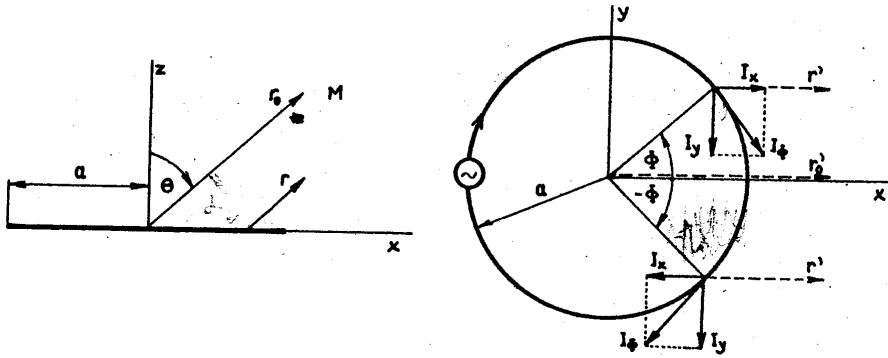
$$F(\Theta, \Phi) = F(\Theta) = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \Theta$$

Vyžiarený výkon a vyžarovací odpor

$$P_\Sigma = 80\pi^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 I_{ef}^2 = R_\Sigma I_{ef}^2$$

11.2 Elementárna elektrická slučka

Elementárna slučka musí mať konštantné rozloženie prúdu. Prúd bude mať všade rovnakú amplitúdu a fázu, ak bude splnená podmienka $L = 2\pi a \ll \lambda$, kde a je polomer slučky a L je obvod slučky. V zóne žiarenia platí



$$\frac{1}{R} \doteq \frac{1}{r} \quad \text{len pre amplitúdu}$$

Intenzita elektrického poľa

$$\dot{E}_\Phi = -\frac{60\dot{I}}{r} \frac{\pi}{\lambda} \frac{2\pi S}{\lambda} \sin \Theta e^{-jkr}$$

Intenzita magnetického poľa v zóne žiarenia

$$\dot{H}_\Theta = -\frac{\dot{E}_\Phi}{120\pi}$$

Efektívna dĺžka N-závitovej slučkovej antény

$$L_{ef} = \frac{2\pi S \cdot N}{\lambda} \quad [m]$$

Smerová funkcia

$$F(\Theta) = \frac{\pi}{\lambda} L_{ef} \sin \Theta$$

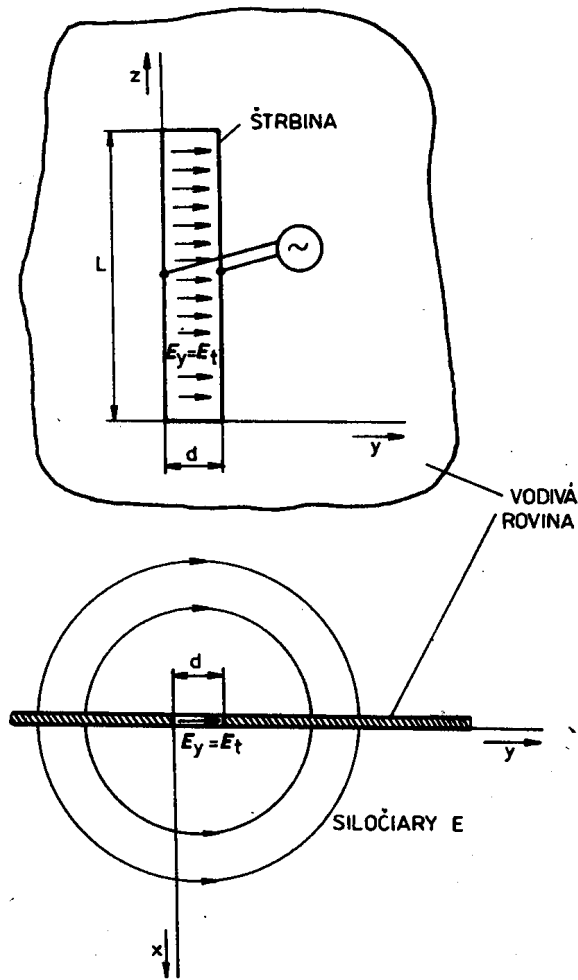
Vyžarovací odpor

$$R_\Sigma = 80\pi^2 \left(\frac{L_{ef}}{\lambda} \right)^2 = \frac{320\pi^4 S^2 N^2}{\lambda^4}$$

Elektrická slučka maximálne vyžaruje v rovine slučky a nevyžaruje v smere svojej osi.

11.3 Elementárna štrbinová anténa

Majme elementárnu štrbinu $L \ll \lambda$ a $d \ll L$ vyrezanú v nekonečne rozľahlej elektricky dokonale vodivej tenkej rovine. Elektrické pole v štrbine je homogénne. Pretože štrbina má tvar pásikového dipólu, možno ju nahradiť dvoma rozmerovo rovnakými pásikovými magnetickými



Obrázok 4: Elementárna štrbinová anténa

dipólmi. Prúd v dipóloch musí mať opačný smer.

Zložky pol'a štrbinovej antény pre horný polpriestor

$$E_{\Phi} = -j \frac{\dot{U}L}{r\lambda} \sin \Theta e^{-jkr}$$

$$H_{\Theta} = j \frac{\dot{U}L}{120\pi r\lambda} \sin \Theta e^{-jkr}$$

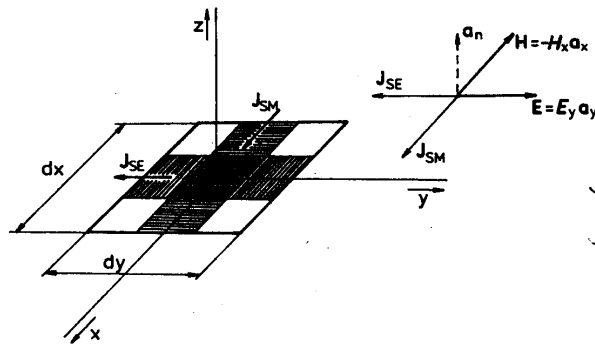
Vyžiarený výkon

$$P_{\Sigma} = \frac{U^2 L^2}{45\lambda^2} = G_{\Sigma} U^2$$

Vyžarovacia vodivosť elementárnej štrbiny

$$G_{\Sigma} = \frac{4R_{\Sigma dipol}}{Z_{vp}^2}$$

11.4 Plošný žiarič



Obrázok 5: Element vlnoplochy

Každý element vlnoplochy možno považovať za elementárny zdroj sekundárnych elektromagnetických vln. Elementárny Huygensov zdroj možno nahradit' dvoma prúdovými vrstvami, cez ktoré pretekajú prúdy \dot{J}_{SE} a \dot{J}_{SM} . Smery prúdov sú na seba kolmé a ležia v rovine elementu. Príslušné prúdové vrstvy možno považovať za plochý elementárny elektrický alebo magnetický dipól.

Intenzita elektrického poľa v zóne žiarenia od elementárneho elektrického dipólu

$$E_{\Theta E} = j \frac{E_y dx dy}{2\lambda r} \sin \Theta_E e^{-jkr}$$

Intenzita elektrického poľa elementárneho magnetického dipólu je v zóne žiarenia daná vzťahom

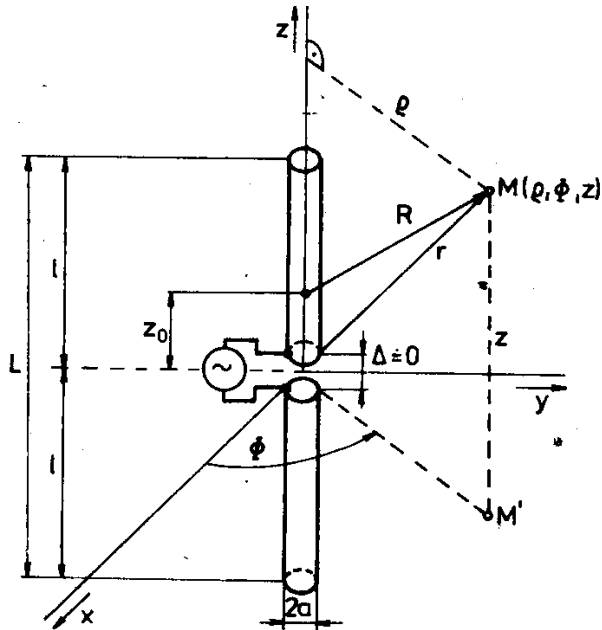
$$E_{\Theta M} = -j \frac{E_y dx dy}{2\lambda r} \sin \Theta_M e^{-jkr}$$

V rovine XY je amplitúda elektrickej a magnetickej zložky poľa nezávislá od smeru vyžarovania. Preto má smerová charakteristika tvar kružnice. V rovine XZ a YZ je rotačná kardioida okolo osi z.

12 Rozloženie prúdu pozdĺž symetrického dipólu - metóda integrálnej rovnice, Hallénove riešenie, rozloženie prúdu na polvlnovom a celovlnovom dipóle

Predpokladáme, že medzera medzi ramenami dipólu, kde je pripojený generátor, je nekonečne tenká a preto budiaca funkcia dipólu je Diracova delta funkcia. Zoberme do úvahy valcový dipól s celkovou dĺžkou $L = 2l$, kde l je dĺžka ramena dipólu a priemerom $2a$. O medzere medzi ramenami dipólu predpokladáme, že sa blíži k nule. Ďalej predpokladáme $l \gg a$ a $ka \ll 1$.

V takomto prípade možno vyžarovanie z koncov dipólu zanedbať a prúd na koncoch dipólu považovať za nulový. Ďalej predpokladáme, že prúd preteká len v smere osi z. Valcový dipól zameníme za rovnako dlhý vlákňový dipól s rovnakým rozložením prúdu.



Obrázok 6: Geometria valcového dipólu

Hallénova integrálna rovnica

$$\frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l \dot{I}_z(z_0) \frac{e^{-jkR}}{R} dz_0 = \dot{C}_1 \cos kz + \frac{\dot{U}_{vst}}{2jZ_{vp}} \sin k|z|$$

Štíhlostný koeficient

$$\Omega = 2 \ln \frac{2l}{a} \quad \frac{l}{a} \geq 60 \quad \Rightarrow \quad \Omega \geq 9,6$$

Riešenie integrálnej rovnice

$$\dot{I}_z(z) = j \frac{\dot{U}_{vst}}{60\Omega} \left[\frac{\sin k(l - |z|) + \frac{\beta_1(kl, kz)}{\Omega} + \frac{\beta_2(kl, kz)}{\Omega^2} + \dots}{\cos kl + \frac{\alpha_1(kl)}{\Omega} + \frac{\alpha_2(kl)}{\Omega^2} + \dots} \right]$$

Rozloženie prúdu pozdĺž dipólu s ľubovoľnou dĺžkou je sínusové

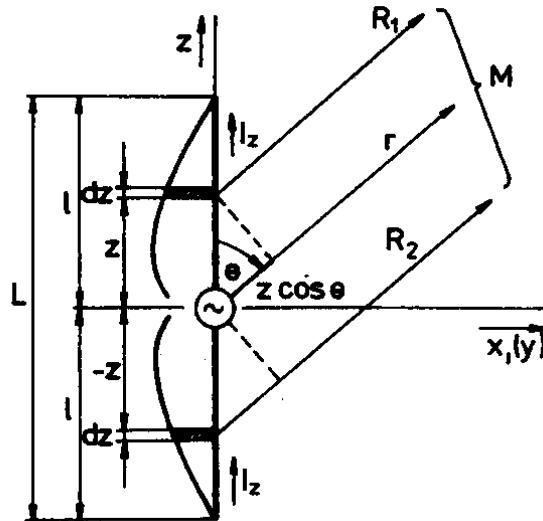
$$I_z(z) = I_k \sin k(l - |z|)$$

kde I_k je prúd v kmitni.

13 Vyžarovanie lineárnych antén - elektromagnetické pole v zóne žiarenia, krátky dipól, polvlnový a celovlnový dipól, smerové charakteristiky, dipól s kapacitnou záťažou

Majme dipól ľubovoľnej dĺžky, na ktorom zvolíme dva symetricky umiestnené elementy s dĺžkou dz . Intenzita elektrického a magnetického poľa v zóne žiarenia

$$\dot{E}_\Theta = j \frac{60\dot{I}_k}{r} F(\Theta) e^{-jkr}$$



Obrázok 7: Symetrický dipól ľ ubovoľ nej dĺžky

$$\dot{H}_\Phi = \frac{\dot{E}_\Theta}{Z_{vp}} = j \frac{\dot{I}_k}{2\pi r} F(\Theta) e^{-jkr}$$

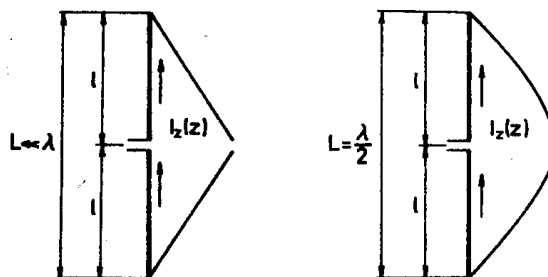
$$F(\Theta) = \frac{\cos(kl \cos \Theta) - \cos kl}{\sin \Theta}$$

Smerová charakteristika dipólu v H-rovine má tvar kružnice.

13.1 Krátky dipól

V tomto prípade $L \ll \lambda$. Na krátkom dipóle sa nevyskytuje kmitňa prúdu. Zložky elektromagnetického poľa treba vyjadriť vstupným prúdom. Rozloženie prúdu pozdĺž krátkeho dipólu je približne trojuholníkové. Amplitúda elektrickej zložky poľa

$$\dot{E}_\Theta \doteq \frac{60 \dot{I}_{vst} \pi l}{r} \frac{\pi l}{\lambda} \sin \Theta$$

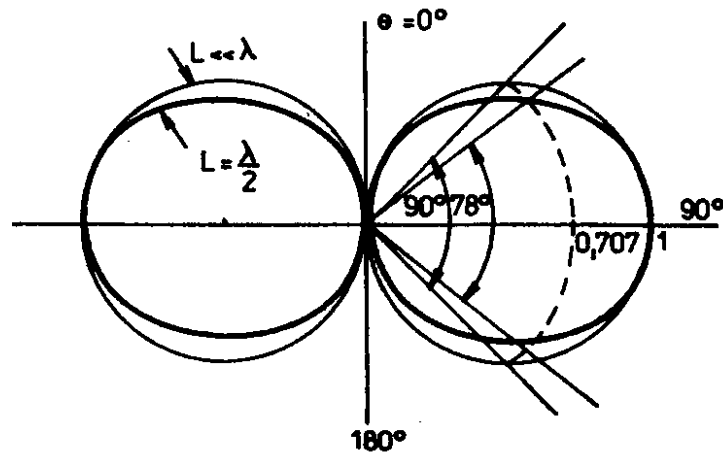


Obrázok 8: Rozloženie prúdu pozdĺž krátkeho polvlnového dipólu

13.2 Polvlnový dipól

V tomto prípade $L = 2l = \lambda/2$ a $kl = \pi/2$. Smerová funkcia polvlnového dipólu je daná vzťahom

$$F(\Theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$

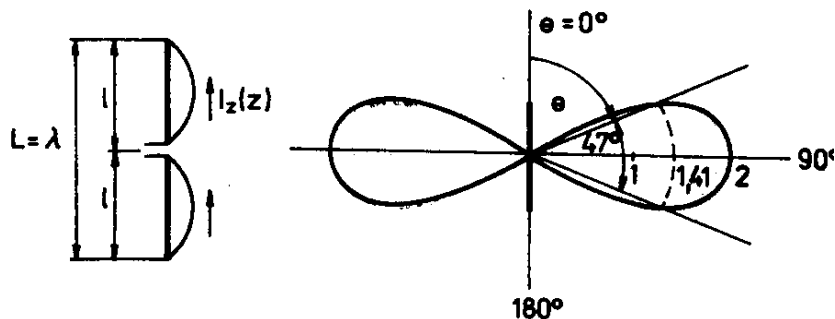


Obrázok 9: Relatívna smerová charakteristika krátkeho a polvlnového dipólu

13.3 Celovlnový dipól

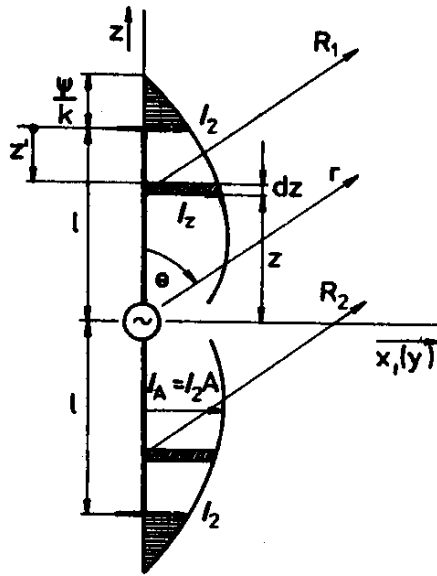
V tomto prípade $L = 2l = \lambda$ a $kl = \pi$. Smerová funkcia celovlnového dipólu je daná vzťahom

$$F(\Theta) = \frac{2 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta}$$



Obrázok 10: Rozloženie prúdu pozdĺž celovlnového dipólu a jeho smerová char. v rovine E

13.4 Dipól s kapacitnou zát' ažou



Obrázok 11: Dipól s kapacitnou zát' ažou

Kapacitnú zát' až na koncoch dipólu používame vtedy, keď chceme získať výhodnejšie smerové charakteristiky pri rovnakej dĺžke dipólu, alebo keď napríklad chceme zväčšiť jeho vyžarovací odpor. Kapacitná zát' až na koncoch dipólu zmení prúdové rozloženie tak, že sa prúd na koncoch dipólu nebude rovnáť nule. Prúd na homogénom bezstratovom vedení

$$\dot{I}_{z'} = \dot{I}_2 \cos kz' + j \frac{\dot{U}_2}{\rho} \sin kz'$$

kde \dot{I}_2 je prúd na koncoch dipólu, \dot{U}_2 je napätie na koncoch dipólu. Prúdové rozloženie je sínusové. Uzol prúdu je posunutý o $kz' = -\Psi$ mimo antény, pričom $\Psi = \arctan \omega C \rho$, kde $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$. Z toho vyplýva, že vrcholovú zát' až možno nahradiť ekvivalentným úsekom vedenia s dĺžkou Ψ/k . Intenzita elektrického poľa od celej antény bude

$$\dot{E}_\Theta = j \frac{60 \dot{I}_k}{r} F(\Theta) e^{-jkr}$$

Pri použití vrcholovej zát' až možno skutočnú dĺžku dipólu skrátiť bez toho, aby sa podstatne zmenila jeho smerová charakteristika.

14 Elektrické parametre antén - vyžarovacia impedancia, spôsoby výpočtu vyžiareného výkonu, vstupná impedancia, efektívna dĺžka antény, rezonančná dĺžka dipólu

Vyžarovacia impedancia a vyžarovací odpor

$$\dot{Z}_\Sigma = R_\Sigma + jX_\Sigma = \frac{\dot{P}_\Sigma}{\frac{1}{2} \dot{I} \dot{I}^*}$$

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I_{ef}^2}$$

Metóda Poyntingovho vektora: integrujeme hustotu výkonu na guľovom povrchu, ktorý ležal v zóne žiarenia. Ak je S dostatočne vzdialený od antény, potom za predpokladu bezstratového prostredia bude mať integrál Poyntingovho vektora cez uzavretú plochu len reálnu časť predstavujúcu činný výkon.

$$P = \frac{E_{\Theta_{ef}}^2}{Z_{vp}} = \frac{E_{\Theta_{ef}}^2}{120\pi} \quad P_{\Sigma} = \oint P dS \quad \dot{Z}_{\Sigma_{vst}} + R_{strat_{vst}} = \dot{Z}_{vst}$$

Metóda indukovaných napätí: integrujeme hustotu výkonu na povrchu S, ktorý tesne obopína dipól. Výkon $P_W = 0$, lebo vnútri antény nemôže byť nahromadený výkon, ten je nahromadený iba v okolí antény.

$$P_{\Sigma} = - \int_0^l E_z I_z^* dz$$

Vstupná impedancia

$$\dot{Z}_{vst} = R_{vst} + jX_{vst} = \frac{\dot{U}_{vst}}{\dot{I}_{vst}} = -j60\Omega \left[\frac{\cos kl + \frac{\alpha_1}{\Omega} + \frac{\alpha_2}{\Omega^2} + \dots}{\sin kl + \frac{\beta_1}{\Omega} + \frac{\beta_2}{\Omega^2} + \dots} \right]$$

Rezonančná dĺžka antény

$$L_{n_{rez}} = 2l_{n_{rez}} = nC_n \frac{\lambda}{2} \quad C_n = \frac{L_{n_{rez}}}{n\lambda/2} < 1$$

Efektívna dĺžka antény

$$L_{ef} = \frac{2\pi SN}{\lambda} \quad [m]$$

15 Smerové vlastnosti antén - definícia smerovosti, absolútna a relatívna smerovosť, účinnosť a zisk antény, polarizačné vlastnosti, šírka pásma antény

15.1 Smerovosť

Smerovosť vyjadruje schopnosť antény sústrediť vyžarovanie do určitého smeru.

1. Smerovosť v danom smere je určená pomerom hustoty výkonu v bode pozorovania ležiacom v zóne žiarenia od skúmanej antény P_s k hustote výkonu v tom istom bode pozorovania od referenčnej antény P_{ref} , za predpokladu, že vyžiarené výkony od oboch antén sú rovnaké a antény sú umiestnené v tom istom mieste

$$D = \frac{P_s}{P_{ref}} \Big|_{P_{\Sigma_{ref}}=P_{\Sigma_s}} = \frac{E_s^2}{E_{ref}^2} \Big|_{P_{\Sigma_{ref}}=P_{\Sigma_s}}$$

2. Smerovosť v danom smere je určená pomerom vyžiareného výkonu referenčnou anténou $P_{\Sigma_{ref}}$ k vyžiarenému výkonu skúmanou anténou P_{Σ_s} za predpokladu, že intenzity pol'a v bode pozorovania, ležiacom v zóne žiarenia sú od oboch antén rovnaké

$$D = \frac{P_{\Sigma_{ref}}}{P_{\Sigma_s}} \Big|_{E_s=E_{ref}}$$

Ako referenčné antény používame obyčajne dva typy antén

a) keď použijeme izotropný žiarič, ktorý vyžaruje rovnaký výkon ako skúmaná anténa, ale s rovnakou hustotou do celého priestoru, dostaneme absolútnu smerovosť D_a ,

b) keď použijeme polvlnový dipól orientovaný v priestore tak, aby maximálne vyžaroval do bodu pozorovania, dostaneme relatívnu smerovosť D_r .

$$\frac{D_a}{D_r} = 1,64$$

15.2 Účinnosť

Účinnosť antény definujeme ako pomer činného vyžiareného výkonu P_Σ k činnému výkonu dodaného zo zdroja do antény P_{vst} . Tento výkon sa rozdelí na vyžiarený výkon a stratový výkon, ktorý sa premení v anténe na teplo.

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_{vst}} = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_{strat}} = \frac{R_{\Sigma vst}}{R_{\Sigma vst} + R_{strat vst}}$$

Stratový odpor

$$R_{strat vst} = R_j + R_\epsilon + R_z$$

R_j - tepelné straty,

R_ϵ - straty v anténových izolátoroch,

R_z - straty v polovodivom zemskom povrchu

15.3 Zisk

Keď v definícii smerovosti antény nahradíme vyžiarený výkon vstupným výkonom, dostaneme definíciu zisku.

$$G = \frac{E_s^2}{E_{ref}^2} \Big|_{P_{vst s} = P_{vst ref}} = \frac{E_s^2}{E_{ref}^2} \frac{P_{vst ref}}{P_{vst s}}$$

$$G = D\eta$$

$$G_{dB} = 20 \log \frac{E_s}{E_{ref}} \Big|_{P_{vst s} = P_{vst ref}}$$

15.4 Šírka pásma antény

Šírka pásma antény je frekvenčný rozsah, v ktorom anténa nemení svoje elektrické parametre. Závisí od vstupnej impedancie a od smerovej funkcie.

15.5 Polarizačné vlastnosti

Polarizácia je priestorová orientácia vektora intenzity elektrického poľa. Základná polarizácia elektromagnetických vln vzhľadom na zemský povrch je horizontálna alebo vertikálna. Ak

anténa vyžaruje alebo prijíma horizontálne alebo vertikálne polarizované vlny, nazýva sa anténa s lineárnymi polarizačnými vlastnosťami. Kruhovú polarizáciu vzniká vtedy, keď sú amplitúdy horizontálnej a vertikálnej zložky vektora rovnaké a fázy sa líšia o 90° alebo 180° . Keď sa vektor intenzity elektrického poľa skladá z dvoch na seba kolmých zložiek s nejakým fázovým posunom medzi nimi, hovoríme, že sú to antény s eliptickými polarizačnými vlastnosťami.

Vertikálna polarizácia: vektor E leží v rovine dopadu a je kolmý na smer šírenia

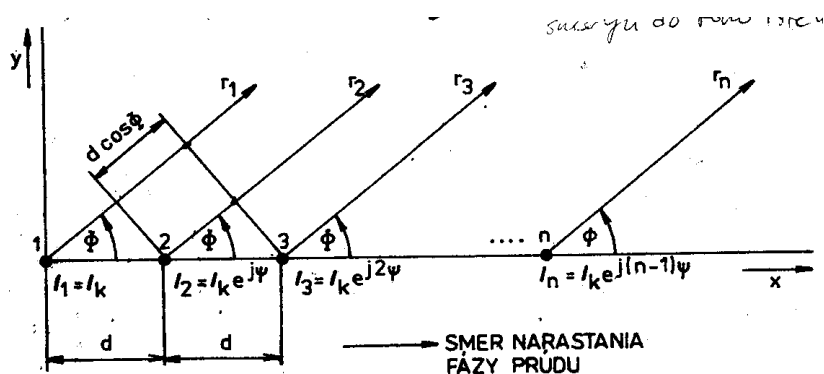
Horizontálna polarizácia: vektor E je kolmý na rovinu dopadu

16 Sústavy lineárnych antén - vyžarovanie dipólov usporiadaných paralelne a v rade, rovinné (plošné) sústavy dipólov, aktívny a pasívny reflektor (direktor), vzájomná a celková impedancia sústavy

Aby sme získali výhodnejšie smerové charakteristiky, využijeme interferenciu elektromagnetických vln, na základe ktorej sa komplexné amplitúdy vektorov \vec{E} a \vec{H} od jednotlivých žiaričov v každom bode priestoru vektorovo spočítajú. Výsledná intenzita poľa bude závisieť aj od amplitúdy a fázy jednotlivých žiaričov sústavy. Amplitúda vektorov závisí od amplitúdy prúdu na dipóle, jeho smerovej funkcie a vzdialenosti od neho. Fáza vektorov závisí od fázy prúdu na žiariči, vzdialenosti od žiariča a prípadne od fázy smerovej funkcie.

Predpokladajme sústavu n rovnakých dipólov, ktoré budú napájané z jedného generátora tak, aby fáza prúdu bola na každom žiariči iná, amplitúda približne rovnaká a predpokladáme sínusové rozloženie prúdu na dipóloch.

16.1 Dipóly usporiadané paralelne



Obrázok 12: Sústava paralelne usporiadaných dipólov

Fáza prúdu v kmitni prúdu bude rovnomerne narastať z prvku na prvok a amplitúda prúdu bude na každom prvku sústavy rovnaká. Pre amplitúdy predpokladáme

$$r_1 \doteq r_2 \doteq r_3 \doteq \dots \doteq r_n \doteq r_0$$

kde r_0 je vzdialenosť od geometrického stredu sústavy do bodu pozorovania. Pre fázy zložiek

poľa platí

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \cos \Phi \\ r_3 &= r_1 - 2d \cos \Phi \\ &\vdots \\ r_n &= r_1 - (n - 1)d \cos \Phi \end{aligned}$$

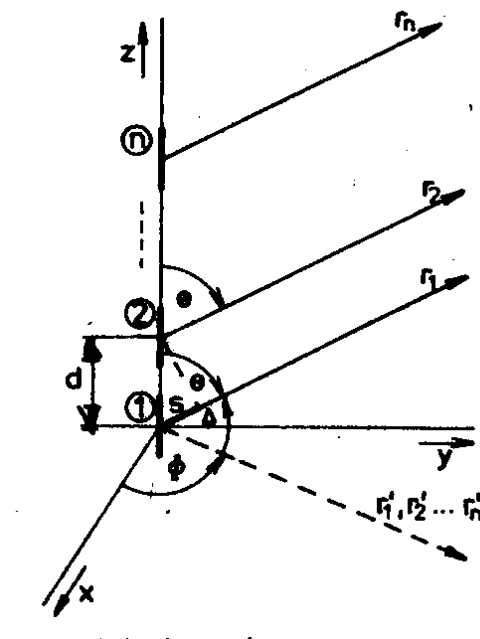
Intenzita elektrického poľa

$$\dot{E}_\Theta = j \frac{60 \dot{I}_k}{r_0} F(\pi/2) K_p(\pi/2, \Phi) e^{-j[kr_1 - \frac{n-1}{2}(ks_H + \Psi)]}$$

Interferenčná funkcia v rovine E

$$K_p(\Theta, 0) = \frac{\sin \frac{n}{2} (kd \sin \Theta + \Psi)}{\sin \frac{1}{2} (kd \sin \Theta + \Psi)}$$

16.2 Dipóly usporiadané v rade



Obrázok 13: Sústava dipólov usporiadaných do radu

Rozdiel dráh medzi susednými dipólmi do bodu pozorovania ležiacom v ľubovoľnom smere je $s = d \cos \Theta$. Interferenčná funkcia radu

$$K_r(\Theta, \Phi) = K_r(\Theta) = \frac{\sin \frac{n}{2} (kd \cos \Theta + \Psi)}{\sin \frac{1}{2} (kd \cos \Theta + \Psi)}$$

Intenzita elektrickej zložky poľa v ľubovoľnom bode pozorovania

$$E_\Theta = j \frac{60 \dot{I}_k}{r_0} F(\Theta) K_r(\Theta) e^{-jkr_0} e^{j\Psi_0}$$

Smerová charakteristika dipólov usporiadaných do radu v rovine H je vždy kruhová.

$$\text{v rovine E: } F_s(\Theta, 0) = F(\Theta)K_r(\Theta) \quad \text{v rovine H: } F_s(\pi/2, \phi) = F(\pi/2)K_r(\pi/2)$$

16.3 Rovinné sústavy dipólov

Obsahujú prvky zostavené do niekoľkých radov, ktoré sú obyčajne rovnobežné a tak vytvárajú dipólovú stenu. Najskôr určíme vyžarovanie jedného radu n dipólov a považujeme ho za nový prvok sústavy, ktorým nahradím rad dipólov. Potom vypočítame vyžarovanie sústavy zloženej z nových prvkov usporiadaných paralelne. Postupne pretransformujeme zložitú sústavu na bodový žiarič.

Smerová funkcia jedného radu dipólov

$$F_{sr}(\Theta) = F(\Theta)K_{r1}(\Theta)$$

Smerová funkcia dipólovej steny

$$F_s(\Theta, \Phi) = F(\Theta)K_{r1}(\Theta)K_{p2}(\Theta, \Phi)$$

Intenzita elektrického poľa v zóne žiarenia

$$\dot{E}_\Theta = j \frac{60 \dot{I}_k}{r_0} F(\Theta)K_{r1}(\Theta)K_{p2}(\Theta, \Phi)e^{-jk r_0}$$

16.4 Vzájomná a celková impedancia sústavy

$$\begin{aligned} Z_{11} &= -\frac{2}{I_{vst1}I_{vst1}^*} \int_0^{l_1} E_{z11}I_{z1}^* dz_1 \\ Z_{22} &= -\frac{2}{I_{vst2}I_{vst2}^*} \int_0^{l_2} E_{z22}I_{z2}^* dz_2 \\ Z_{12} &= -\frac{2}{I_{vst1}^*I_{vst2}} \int_0^{l_1} E_{z12}I_{z1}^* dz_1 \\ Z_{21} &= -\frac{2}{I_{vst1}I_{vst2}^*} \int_0^{l_2} E_{z21}I_{z2}^* dz_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_1 &= \frac{U_1}{I_{vst1}} = Z_{11} + mZ_{12} \\ Z_2 &= \frac{U_2}{I_{vst2}} = Z_{22} + \frac{1}{m}Z_{12} \end{aligned}$$

16.5 Aktívny reflektor a aktívny direktor

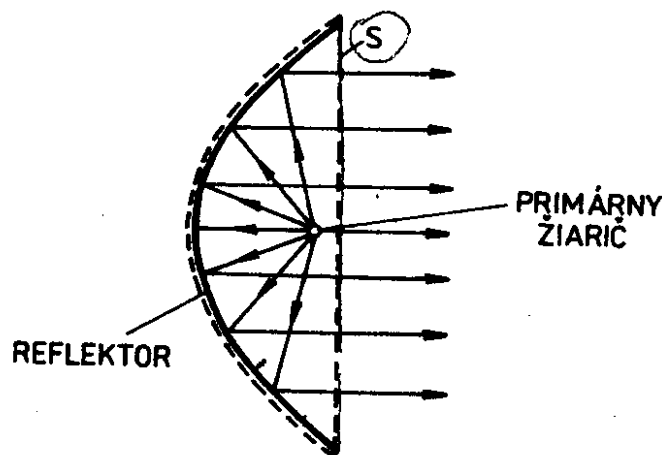
Majme dva polvlnové dipóly usporiadané paralelne. Ich vzdialenosť nech je $d = 0,25\lambda$ a fázový posun medzi ich prúdmi $\Psi = \pi/2$. Pretože 2. dipól sa správa tak, akoby odrážal pole smerom k 1. dipólu, nazývame ho aktívnym reflektorom. Aktívnym preto, lebo tak isto ako 1. dipól je napájaný s rovnakou amplitúdou prúdu. Keď však vzdialenosť medzi dipólmi bude $d = 0,25\lambda$, ale $\Psi = -\pi/2$: 2. dipól akoby odrážal pole opačným smerom a preto ho nazývame aktívnym direktorom.

16.6 Pasívny reflektor a pasívny direktor

Keď sústava maximálne vyžaruje v smere $\Phi = 180^\circ$, 2. dipól nazývame pasívnym reflektorom. Keď sústava maximálne vyžaruje v smere $\Phi = 0^\circ$, vtedy 2. dipól nazývame pasívnym direktorom. Pri reflektore musí byť vložená reaktancia X_s kladná a pri direktore záporná. Kladnej vlozenej reaktancie zodpovedá predĺženie polvlnového dipólu a zápornej vlozenej reaktancie jeho skrátenie.

17 Vyžarovanie plošných antén - metódy riešenia, výpočet smerových charakteristík apertúrovou metódou, vyžarovanie z obdĺžnikovej a kruhovej apertúry, reflektorové anténové sústavy, primárne žiariče parabolických sústav

Pri vodičových anténach sa smerová charakteristika vytvára interferenciou elektromagnetických vln od jednotlivých častí antény. Na získanie vhodnej smerovej charakteristiky treba vhodne umiestniť žiariče a napájať ich vhodnými prúdmi. Tie isté prvky antény spĺňajú teda obidve úlohy. Pri plošných anténach sú tieto úlohy rozdelené. Primárny žiarič parabolického reflektora mení vedené elektromagnetické vlny na vyžiarené a reflektor sústreďuje rozbiehavé lúče primárneho žiariča na rovnobežné, čím vytvára smerovú charakteristiku antény.

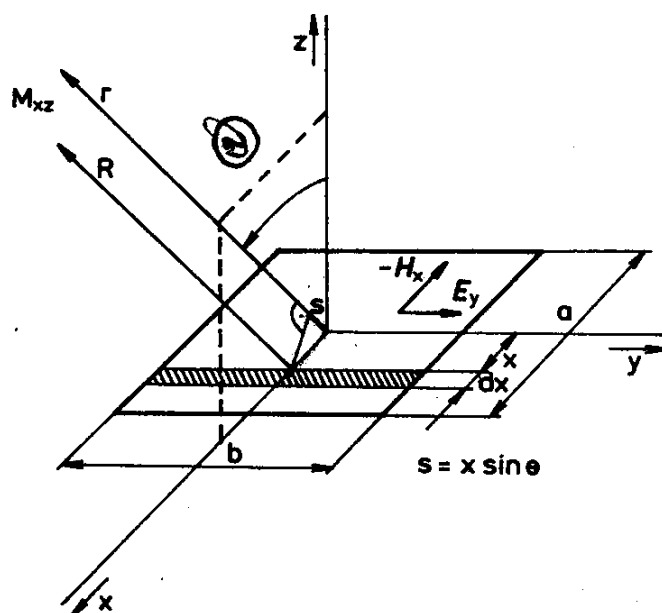


Obrázok 14: Parabolická apertúra

17.1 Metódy riešenia anténovej úlohy plošných antén

Elektromagnetické pole v ľubovoľnom bode pozorovania možno určiť teorémou ekvivalenčnosti. Apertúra antény - plocha S sa stáva sekundárnym zdrojom elektromagnetických vln. Úlohu možno rozdeliť na dve časti. Najskôr treba určiť pole v apertúre antény (vnútorná úloha), potom teorémou ekvivalenčnosti pole v ľubovoľnom bode pozorovania (vonkajšia úloha). Elektromagnetické pole v apertúre antény závisí od vyžarovania primárneho žiariča, tvaru a rozmerov reflektora.

17.2 Vyžarovanie obdĺžnikovej apertúry



Obrázok 15: Obdĺžniková apertúra

Predpokladajme obdĺžnikovú plošnú anténu s rozmermi a, b , ležiacu v rovine XY tak, že amplitúdy a fázy zložiek poľa na tejto anténe sú všade rovnaké. Intenzita elektrického poľa v rovine XZ resp. YZ

$$\begin{aligned}\dot{E}_{xz} &= j \frac{\dot{E}_y ab}{2\lambda r} (1 + \cos \Theta) \frac{\sin u_1}{u_1} e^{-jkr} \\ \dot{E}_{yz} &= j \frac{\dot{E}_y ab}{2\lambda r} (1 + \cos \Theta) \frac{\sin u_2}{u_2} e^{-jkr} \\ u_1 &= \frac{1}{2} ka \sin \Theta \\ u_2 &= \frac{1}{2} kb \sin \Theta\end{aligned}$$

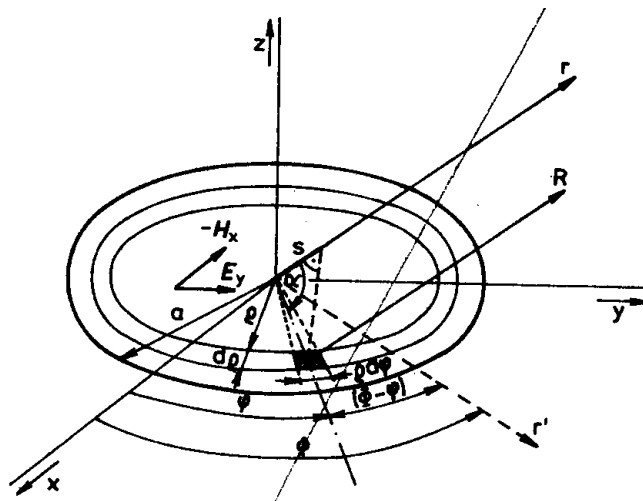
Smer vyžarovania je vždy kolmý na rovinu antény. Vyžiarený výkon

$$P_{\Sigma} = Pab = \frac{E_{ef}^2}{Z_{vp}} ab$$

17.3 Vyžarovanie kruhovej apertúry

Predpokladajme rovnomerné rozloženie amplitúd a fáz zložiek poľa v kruhovej apertúre, ležiacej v rovine XY . Intenzita elektrického poľa

$$\begin{aligned}\dot{E}_{xz} &= j \frac{\dot{E}_y \pi a^2}{r\lambda} (1 + \cos \Theta) \frac{J_1(ka \sin \Theta)}{ka \sin \Theta} e^{-jkr} \\ \dot{E}_{yz} &= j \frac{\dot{E}_y \pi a^2}{r\lambda} (1 + \cos \Theta) \frac{J_1(ka \sin \Theta)}{ka \sin \Theta} e^{-jkr}\end{aligned}$$



Obrázok 16: Kruhov apertúra

V porovnan s rovnako veľkou obdľnikovou apertúrou je šírka zväzku hlavného laloku kruhovej apertúry o niečo väčšia, prchom veľkosť prvých postranných lalokov je menšia (13 % z hlavného laloku). Pri obdľnikovej apertúre je veľkosť 1. postranných lalokov 21,7 % hlavného laloku.

17.4 Reflektorov antnov sústavy

Citlivosť prijímacej antény je dan pomerom užitocnho signálu k šumu, prchom veľkosť tohto signálu je priamo mern efektívnej ploche prijímacej antény, zatiaľ čo šum pozostáva na výstupe z vlastného šumu prijímača a šumu antény.

Zisk

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{ef}$$

Účinnosť

$$\eta_A = \frac{\text{inn plocha}}{\text{geometrick plocha}} = \frac{A_{ef}}{A_p}$$

Apertrov účinnosť zohľadnje ožiarenie plochy, prežiarenie, umiestnenie fázového stred, kržov polarizciu

$$\eta_A = \eta_i \eta_s \eta_p \eta_x$$

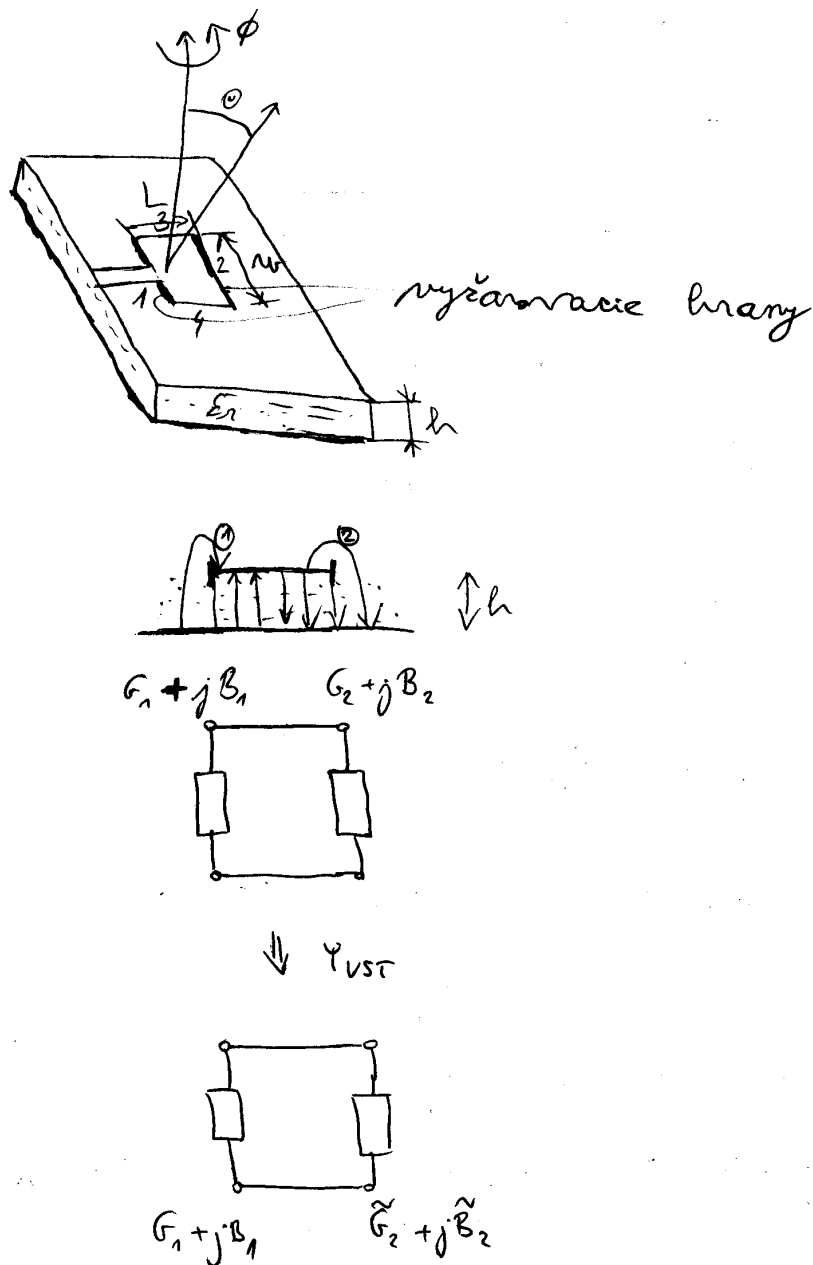
17.5 Primrne žiariče parabolickch sústav

Vzhľadom k veľkej činnosti reflektorovej sústavy, musia splnat nasledujce požiadavky

- osov symetria smerovej charakteristiky
- nízka úroveň postranných vyžarovacch lalokov
- veľmi dobré impedann prispôsobenie na prechode vlnovod - lievikov žiarič
- mal frekvenn závislosť uvedených parametrov v psme použita

18 Mikropásikové antény - model prenosového vedenia, vyžarovanie MPS antén, stanovenie šírky pásma a účinnosti, fázované a adaptívne anténové sústavy, napájanie fázovaných anténových sústav, šumové vlastnosti antén

Mikropásikový anténový prvok sa skladá z dvoch rovnobežných vodivých vrstiev, oddelených tenkou dielektrickou podložkou. Spodná plocha je celá pokrytá vodivou vrstvou a vrchný vodič vytvára rezonátor. Ak predpokladáme konštantné pole



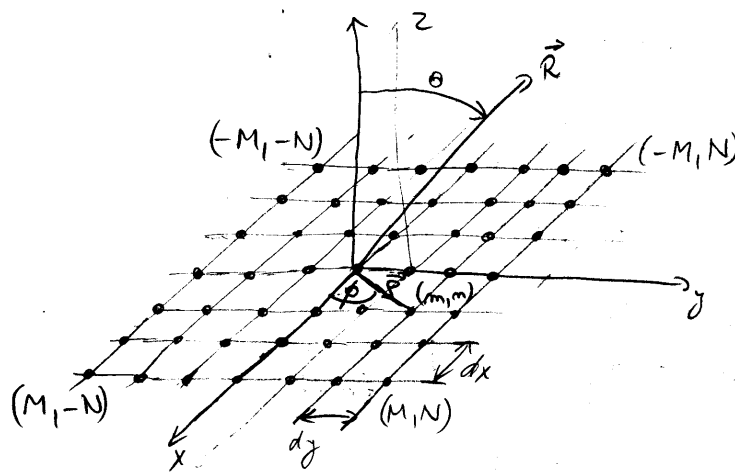
Obrázok 17: Model prenosového vedenia

$$Y_0 = \frac{w\sqrt{\epsilon_r}}{hZ_0}$$

Pretože je dôležité, aby štrbiny boli buzené s rozdielom fáz π , rozmer L sa zvolí o niečo menej ako $\frac{\lambda}{2}$. Šírku vyžarovacej hrany volíme $\frac{\lambda}{2}$

18.1 Fázované anténové sústavy

- navzájom nezávislé riadenie fázy budenia
- potlačenie šumu
- realizovanie rastrovacieho pohybu lúča
- zmena tvaru smerovej charakteristiky potlačením rušenia
- na smerovej charakteristike vznikajú nuly vyžarovania
- lineárna N-portová sústava



Obrázok 18: Fázovaná anténová sústava

18.2 Napájanie fázovaných anténových sústav

18.2.1 Sériové mikrovlnné napájače

Nevýhody sériových napájačov:

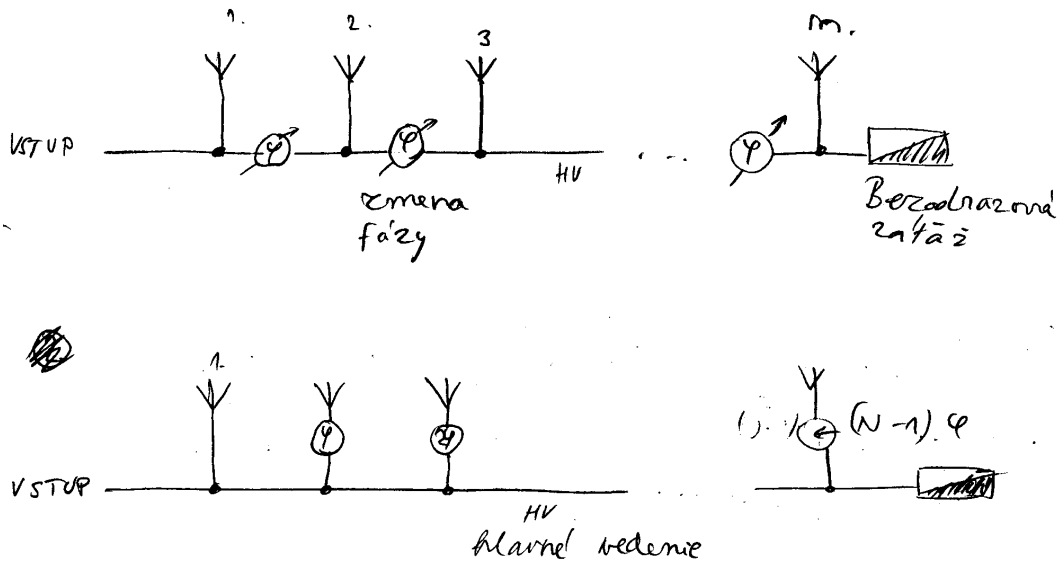
- narastanie fázových chýb a strát
- vyžadujú presné posúvače fázy s malými stratami
- cez najbližší fázový posúvač ide celý výkon
- možnosti rozfázovania na okrajoch frekvenčného pásma

18.2.2 Paralelné mikrovlnné napájače

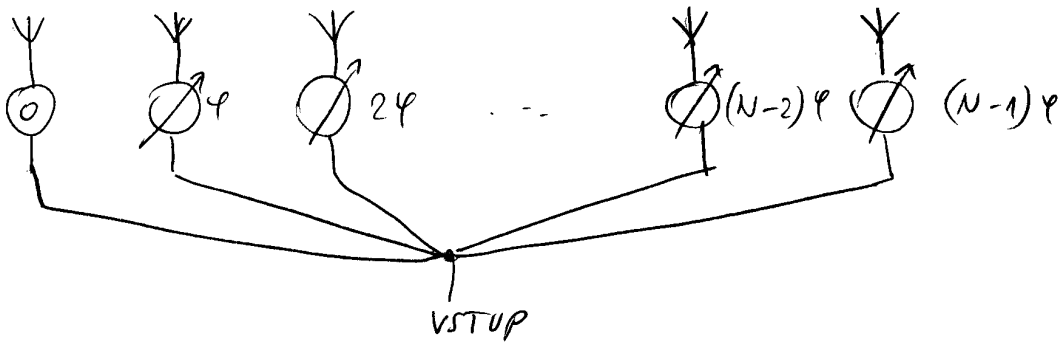
Výhody paralelných napájačov

- fázové posúvače možno použiť pre menší výkon
- celkové straty sú určené len stratami v prvom fázovom posúvači

Nedostatok



Obrázok 19: Sériové mikrovlnné napájače



Obrázok 20: Paralelné mikrovlnné napájače

- zložitosť riadiacej sústavy
- možnosť optimálneho impedančného prispôsobenia

18.3 Optické napájače

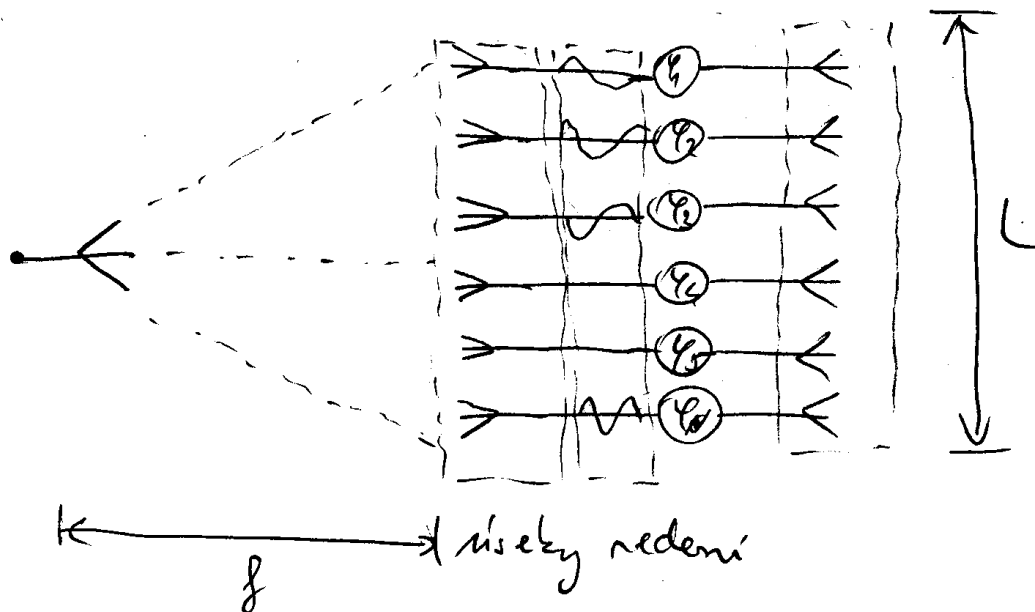
- priechodné
- odrazové

18.4 Adaptívne anténové sústavy

Umožňujú zvýšiť efektívnosť pri súčasnom potlačení rušenia v rádiolokácii, telekomunikácii.

Základné prvky AAS:

- anténová sústava
- obvod tvarovania smerovej charakteristiky
- adaptívny procesor váh: úlohou je nastavenie premenlivých okien tak, aby bolo optimalizované kritérium efektívnosti.



Obrázok 21: Optické napájače

- stredná kvadratická chyba signálu
- pomer signál/šum
- minimalizácia výkonu šumu na výstupe
- maximalizácia koeficienta prenosu AS
- minimalizácia skreslenia signálu

Podľa stupňa spätnej väzby sa algoritmy adaptívneho riadenia rozdelujú do dvoch skupín

- s otvorenou slučkou: na riadenie adaptácie sa využíva iba vstupný signál
- s uzavretou slučkou: využívajú sa aj vstupné aj výstupné signály

18.5 Šumové vlastnosti antén

Šumová teplota antény

$$P_{SA} = k_B T_A B \quad [W]$$

Celkový šum na vstupe prijímača

$$P_S = P_{SA} + P_{SP} = k_B B (T_A + T_P)$$

Šumová teplota antény $T_A = T_{A_{ef}} + T_{A_{\Sigma}}$, kde $T_{A_{ef}}$ prislúcha fluktuálnym šumom, $T_{A_{\Sigma}}$ prislúcha vonkajším zdrojom šumu.

Vypracoval: dawnermeister@gmail.com

31. mája 2008