

3.LINEÁRNE ANTÉNY

Lineárnymi anténami rozumieme také antény, ktorých jeden rozmer je podstatne väčší ako ostatné rozmery. Antény tohoto typu nachádzajú široké uplatnenie v praxi počnúc od najnižších frekvencií až po frekvencie rádovo 10^0 až 10^2 GHz. Používajú sa ako samostatné antény, ale často sa používajú aj ako prvky zložitých sústav.

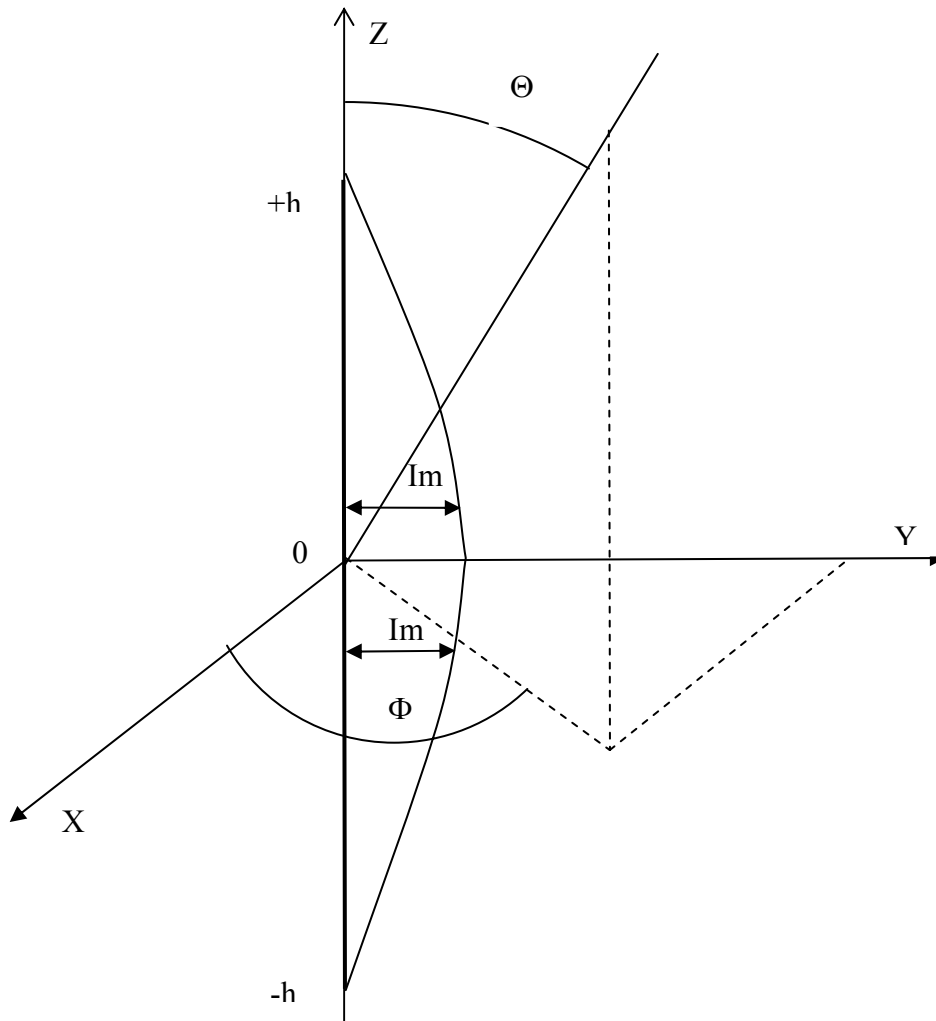
V našich úvahách sa obmedzíme na antény vyrobené z ideálneho vodiča. Toto ohraňenie však neznižuje praktický význam teórie, pretože antény sa vyrábajú z dobre vodivých materiálov. Exaktne riešenie úlohy o vyžarovaní lineárnej antény je veľmi obtiažne i s uvedeným ohraňením. Značné problémy vznikajú predovšetkým vtedy, keď chceme uvážiť konečný priečny rez antény. Preto najskôr analyzujeme najjednoduchší prípad nekonečne tenkých antén. Túto teóriu možno použiť pre veľmi tenké antény (pomer dĺžky k priemeru je väčší ako 100), ktorých dĺžka je menšia ako vlnová dĺžka. V ďalšom popíšeme teóriu dvoj ramennej antény, ktorá už umožňuje prihliadnúť i ku konečnému prierezu antény. Nakoniec uvedieme základy teórie valcových antén, ktorá dáva dobre výsledky i pre hrubé antény

3.1.TENKÉ SYMETRICKÉ LINEÁRNE ANTÉNY

3.1.1. Rozloženie prúdu a smerová charakteristika

Pri analýze tenkej symetrickej lineárnej antény(obr.3.1) s dĺžkou $2h$ vychádzame z predpokladu, že rozloženie prúdu pozdĺž antény je rovnaké ako rozloženie prúdu v symetrickom dvojvodičovom vedení s dĺžkou h ,ukončenom naprázdno. Ak zvolíme súradnicovú sústavu tak, že anténa leží na osi z , platí

$$I(z) = I_m \sin[k(h - |z|)] \quad , \quad |z| \leq h \quad (3.1)$$



Obr. 3.1. Tenká symetrická lineárna anténa

Elektromagnetické pole v zóne žiarenia vypočítame po dosadení vzťahu (3.1) do (2.12), ktorý pre náš prípad môžeme napísať v tvare

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-h}^h \vec{I}(z) \frac{e^{-jkr}}{r} dz \quad (3.2)$$

kde r je vzdialenosť bodu so súradnicou z' na anténe od bodu pozorovania P. Ak označíme polohový vektor bodu P ako \vec{R} , môžeme r vyjadriť v tvare

$$r = \sqrt{R^2 + z^2 - 2Rz \cos \Theta} \quad (3.3)$$

Vo vzdialenej oblasti ($kR \gg 1$) možno použiť zjednodušenie

$$r \approx R - z \cos \Theta \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{R}$$

a po dosadení do (3.3) dostaneme

$$\vec{A} = \frac{\mu e^{-jkR}}{4\pi R} \int_{-h}^h \vec{I}(z) e^{jkz \cos \Theta} dz \quad (3.5)$$

Ak dosadíme do vzťahu (3.5) za $I(z)$ zo vzťahu (3.1) po integrovaní dostaneme

$$\vec{A} = \frac{2I_m z_0 \mu e^{-jkR}}{4\pi R} \left[\frac{\cos(kh \cos \Theta) - \cos(kh)}{\sin^2 \Theta} \right] \quad (3.6)$$

Intenzitu elektrického poľa vo vzdialenej zóne určíme pomocou vzťahu (2.4)

$$E_{\Theta} = \frac{j60I_m}{R} e^{-jkR} \left[\frac{\cos(kh \cos \Theta) - \cos(kh)}{\sin \Theta} \right] \quad (3.7)$$

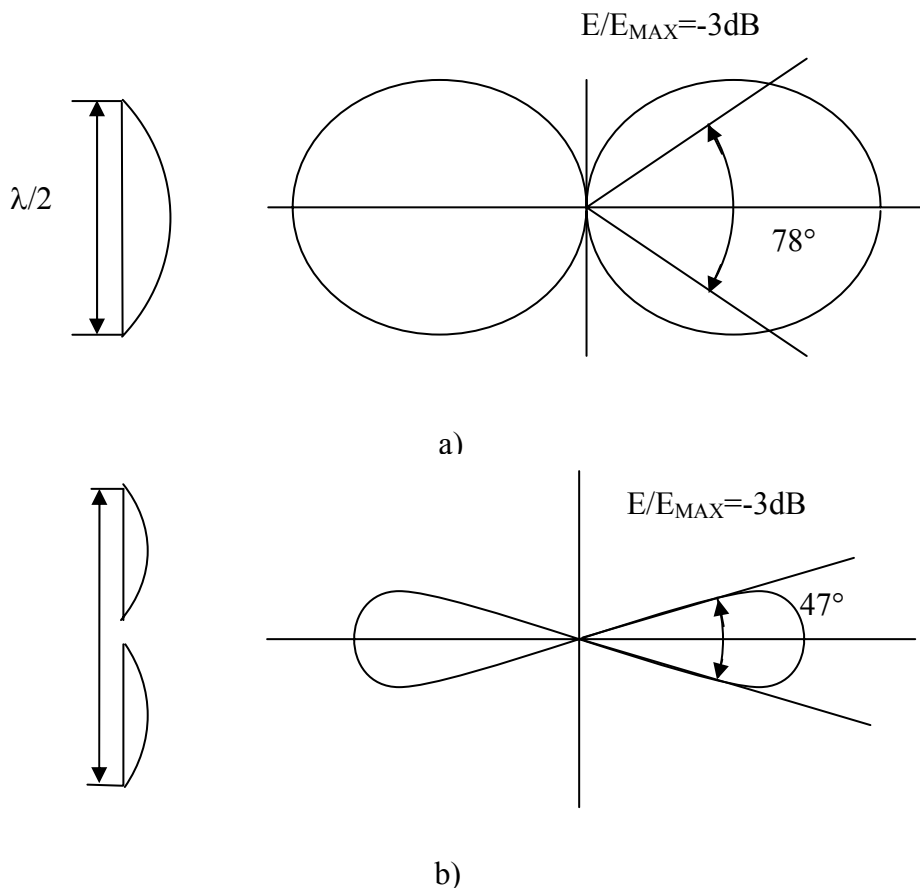
Výraz v hranatej zátvorke je smerová charakteristika nekonečne tenkej symetrickej lineárnej antény, ktorá podobne ako v prípade elementárneho dipólu nezávisí od súradnice

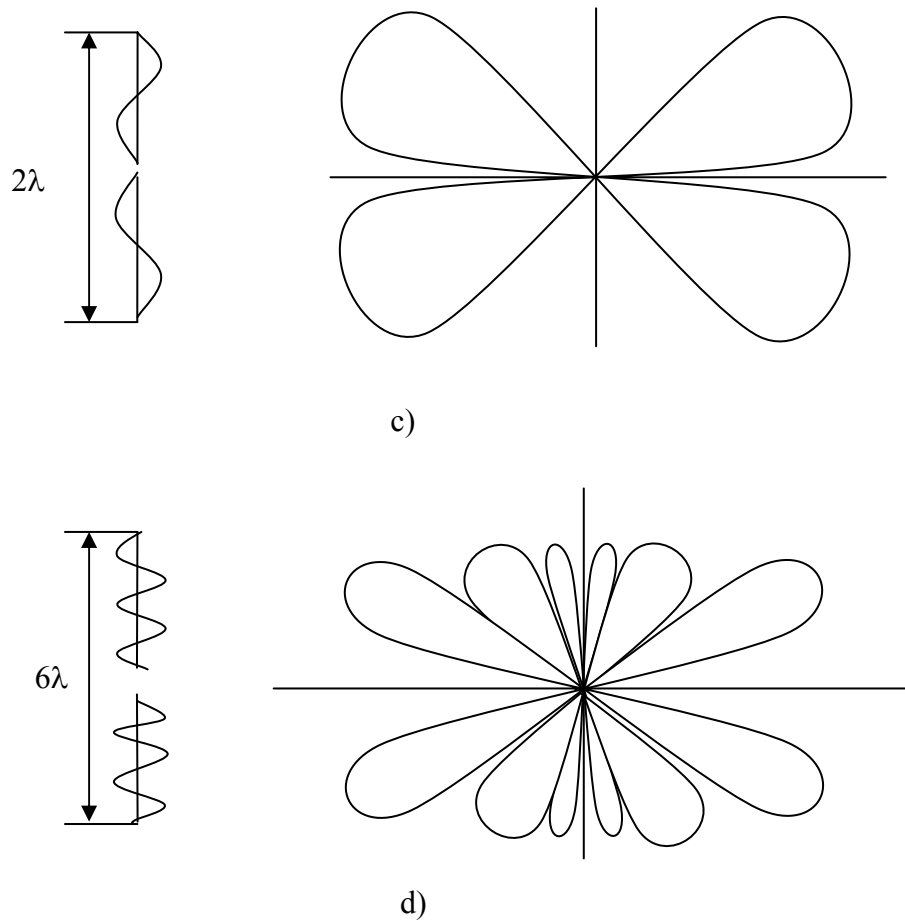
$$F(\Theta, \Phi) = F(\Theta) = \frac{\cos(kh \cos \Theta) - \cos(kh)}{\sin \Theta} \quad (3.8)$$

Veľký praktický význam má anténa s dĺžkou $2h = \lambda/2$, tzv. polvlnový dipól. Ak dosadíme do vzťahu (3.8) $kh = \pi/2$, dostaneme vzťah pre smerovú charakteristiku polvlnového dipólu

$$F(\Theta) = \frac{\cos\left[\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right]}{\sin \Theta} \quad (3.9)$$

Na obr.3.2 sú znázornené príklady prúdového rozloženia a smerových charakteristík tenkej lineárnej symetrickej antény pre rôzne dĺžky $2h$.

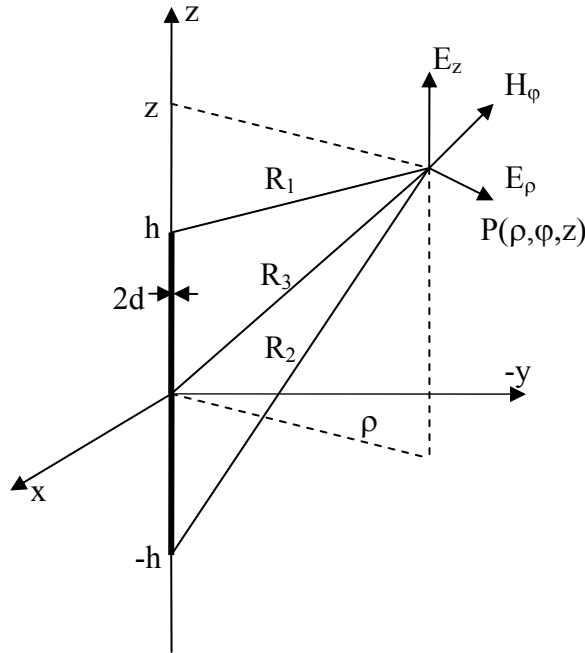




Obr. 3.2. Smerové charakteristiky tenkej symetrickej lineárnej antény pre $2h=\lambda/2$ (a), $2h=\lambda$ (b), $2h=2\lambda$ (c) a $2h=6\lambda$ (d)

3.1.2. Impedancia vyžarovania

Uvažujme valcovú symetrickú lineárnu anténu s dĺžkou $2h$ a priemerom $2a$, vyrobenú y ideálneho vodiča. Predpokladajme pri tom, že priemer antény je zanedbateľný v porovnaní s jej dĺžkou a že rozloženie prúdu v anténe je sínusové. Pole, vytvorené takouto anténou, možno vypočítať pomocou všeobecných vzťahov (2.12), (2.4) a (2.5). Po integrovaní získame nasledujúce vzťahy pre zložky elektromagnetického poľa vo valcovej súradnicovej sústave (obr. 3.3)



Obr. 3.3. Zložky elektromagnetického poľa symetrickej lineárnej antény

$$E_s = j30I_m \left[\frac{2-h}{\rho} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{2+h}{\rho} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2 \cos(kh) \frac{z}{\rho} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right] \quad (3.10)$$

$$E_z = -j30I_m \left[\dots \right] \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2 \cos(kh) \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \quad (3.11)$$

$$H_\phi = \frac{jI_m}{4\pi\mu\rho} \left[e^{-jkR_1} + e^{-jkR_2} - 2 \cos(kh) e^{-jkR_0} \right] \quad (3.12)$$

kde

$$R_1 = \sqrt{(z-h)^2 + \rho^2} \quad (3.13)$$

$$R_2 = \sqrt{(z+h)^2 + \rho^2} \quad (3.14)$$

$$R_0 = \sqrt{z^2 + \rho^2} \quad (3.15)$$

Zo vzťahu (3.10) vyplýva, že pre $\rho = a$ dostávame nenulovú dotyčnicovú zložku elektrického poľa na povrchu antény, t.j. nie je splnená okrajová podmienka na povrchu ideálneho vodiča. Je to dôsledok toho, že rozloženie prúdu v anténe sme zvolili úplne

ľubovoľne. Pre splnenie okrajovej podmienky je nutné pozdĺž antény spojiť rozmiestniť generátory s intenzitou elektrického poľa.

$$E_s(z) = -E_z(a, z)dz \quad (3.16)$$

Sínusové rozloženie prúdu v anténe teda nemožno dosiahnuť pomocou jediného bodového generátora.

Stredná hodnota výkonu spojitého rádu generátorov je daná vzťahom

$$P_{str} = -\frac{1}{2} \int_{-h}^h E_z(a, z)I^*(z)dz \quad (3.17)$$

Môžeme definovať, že tento výkon je spojený s hypotetickou impedanciou vyžarovania

$$P_{str} = \frac{1}{2} I_m^2 Z_{mv} \quad (3.18)$$

pričom $Z_{mv} = R_{mv} + jX_{mv}$. Porovnaním (3.17) a (3.18) dostaneme vzťah

$$Z_{mv} = -\frac{1}{I_m^2} \int_{-h}^h E_z(a, z)I^*(z)dz \quad (3.19)$$

Integrál vo vzťahu(3.19) nie je možné vyjadriť ako konečnú kombináciu elementárnych funkcií, ale možno ho vyjadriť pomocou funkcií Cin(x), Ci(x) a Si(x), definovaných vzťahmi

$$Cin(x) = \int_0^x \frac{1 - \cos t}{t} dt = -Ci(x) + \ln x + \gamma \quad (3.20)$$

($\gamma = 0,577$ je Eulerova konštanta)

$$Ci(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos t}{t} dt \quad (\text{integrálny kosínus}) \quad (3.21)$$

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (\text{integrálny sínus}) \quad (3.22)$$

Funkcie (3.21) a (3.22) sú tabelované. Reálnu a imaginárnu časť impedancie Z_{mv} možno potom vyjadriť v tvare

$$R_{mv} = 30 \{ 2[1 + \cos(2hk)]Cin(2hk) - \cos(2hk)Cin(4hk) + \sin(2hk)[Si(4hk) - 2Si(2hk)] \} \quad (3.23)$$

$$X_{mv} = 30 \{ 2Si(2hk) + \sin(2hk) \left[2Cin(2hk) - Cin(4hk) - 2 \ln \frac{h}{a} \right] + \cos(2hk)[2Si(2hk) - Si(4hk)] \} \quad (3.24)$$

Rovnaké vzťahy pre impedanciu vyžarovania by sme dostali integrovaním Poyntingovho-Umovovho vektora po povrchu gule s veľkým priemerom obsahujúcej celú anténu. Je to pochopiteľné, pretože v prípade bezstratovej antény celý výkon, dodávaný do antény, musí byť ňou vyžiarený

Pre polvlnovú anténu ($kh = \pi/2$) dostávame

$$R_{mv} = 30Cin(2\pi) = 73,13\Omega \quad (3.25)$$

$$X_{mv} = 30Si(2\pi) = 42,55\Omega \quad (3.26)$$

a pre celovlnovú anténu($kh = \pi$)

$$R_{mv} = 30[4Cin(2\pi) - Cin(4\pi)] = 199,1\Omega \quad (3.27)$$

$$X_{mv} = 30[4Si(2\pi) - Si(4\pi)] = 125,4\Omega \quad (3.28)$$

Impedanciu vyžarovania možno vyjadriť pomocou amplitúdy prúdu v ľubovoľnom bode antény. Medzi impedanciou vyžarovania, vyjadrenou pomocou amplitúdy na svorkách antény

Z_{0v} a impedancie vyžarovania, vyjadrenou pomocou amplitúdy v mieste maxima prúdu I_{mv} , platí vzťah

$$Z_{0v} = \frac{Z_{mv}}{\sin^2(kh)} \quad (3.29)$$

Impedanciu Z_{0v} možno považovať za približnú hodnotu vstupnej impedancie antény.

Priblíženie je tým lepšie, čím je oprávnenejší predpoklad o sínusovom rozložení prúdu v anténe.

Znalosť odporu vyžarovania antény R_{mv} umožňuje jednoducho popísať jej smerovosť. Podľa definície smerovosť antény je daná pomerom maximálnej intenzity vyžarovania k celkovému výkonu vyžiarenému anténou, vynásobeným $4\pi R_{mv}$

$$D = 4\pi \frac{|E_{\Theta}|_{\max}^2 r^2}{\frac{1}{2} I_m^2 R_{mv}^2} = 120 \frac{F_{\max}^2(\Theta)}{R_{mv}} \quad (3.30)$$

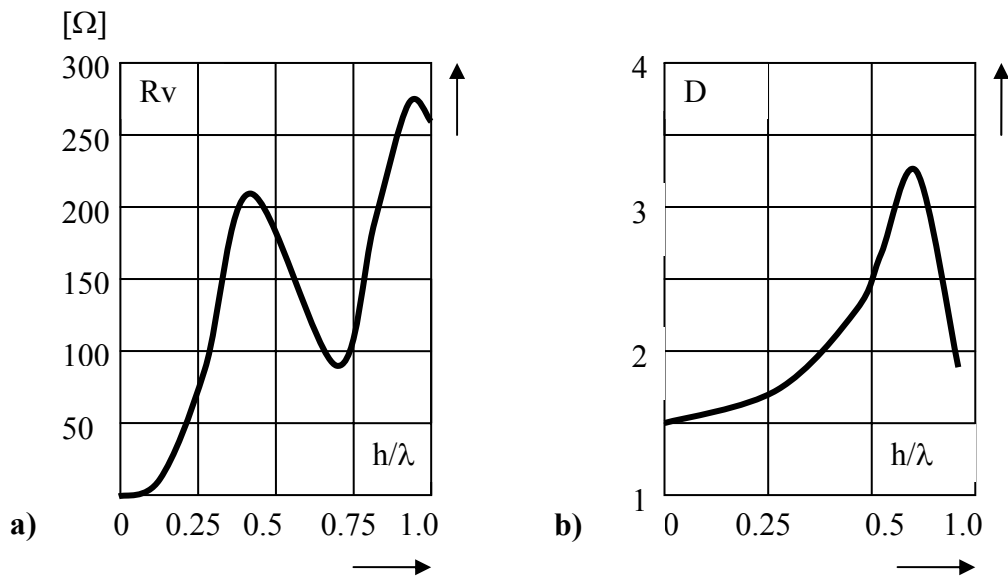
Vo všeobecnosti pre polvlnovú anténu

$$D = \frac{120}{73,13} = 1,64 \quad (3.31)$$

a pre celovlnovú anténu

$$D = \frac{120 \cdot 2^2}{199,1} = 2,41 \quad (3.32)$$

Závislosť odporu vyžarovania a smerovosti od dĺžky antény sú znázornené na obr.3.4.



Obr.3.4. Závislosť odporu vyžarovania (a) a smerovosti (b) od dĺžky antény

3.1.3. Krátka lineárna anténa

Zo vzťahu(3.7) vyplýva pre intenzitu elektrického poľa krátkej antény($kh \ll 1$)

$$E_{\Theta} = \frac{j60\pi I_0 h}{\lambda r} e^{-jkr} \sin \Theta \quad (3.33)$$

kde $I_0 = I_m \sin(kh)$ popisuje prúd, tečúci anténou. To je vzťah pre intenzitu elektrického poľa elementárneho elektrického dipólu s dipólovým momentom ((2.13),(2.19))

$$P = \frac{I_0 h}{j\omega} \quad (3.34)$$

Ak uvážime, že smerová charakteristika polvlnového dipólu sa len málo líši od charakteristiky popísanej funkciou $\sin \Theta$, môžeme anténu s dĺžkou neprevyšujúcou $\lambda/2$ nahradiť elementárnym dipólom so zodpovedajúcim dipólovým momentom

$$P = \frac{I_0 l_{ef}}{j\omega} \quad (3.35)$$

kde l_{ef} je tzv. efektívna dĺžka antény, ktorú zavedieme tak, aby v smere maximálneho vyžarovania boli polia ekvivalentného elementárneho dipólu a antény rovnaké, t. j.

$$l_{ef} = \frac{2}{k} \operatorname{tg} \left[\frac{kh}{2} \right] \quad (3.36)$$

Pre veľmi krátke antény možno nahradiť trigonometrickú funkciu tg jej argumentom, potom

$$l_{ef} = h \quad (3.37)$$

Efektívna dĺžka veľmi krátkej antény sa teda rovná polovici jej geometrickej dĺžky. Pre polvlnovú anténu

$$l_{ef} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.38)$$

Ak vo vzťahoch(3.23) ,(3.24) a (3.29) rozvineme gonoimetrické funkcie a funkcie (3.21) a (3.22) do radov a zanedbáme v nich členy vyššieho rádu, môžeme vypočítať impedanciu vyžarovania krátkej antény, vyjadrenú pomocou vstupného prúdu

$$Z_{0v} = 20(kh)^2 - j \frac{120}{kh} \ln \frac{h}{a} \quad (3.39)$$

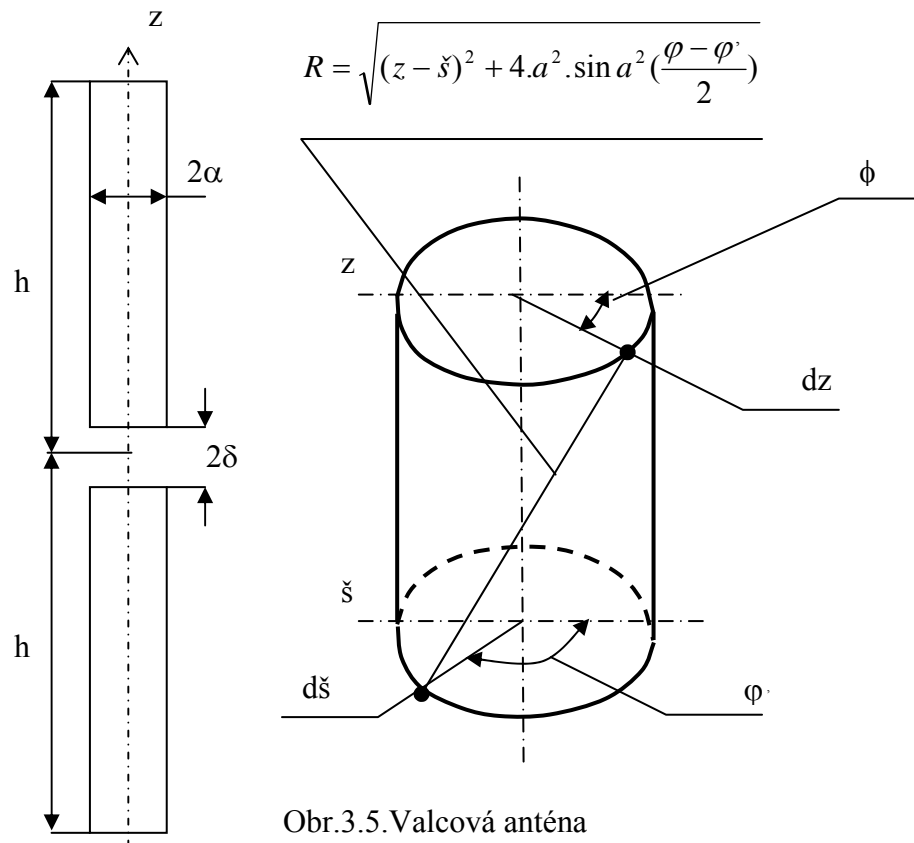
Napr. impedancia vyžarovania antény s dĺžkou $2h=0,1 \lambda$ a s priemerom $a = 5 \cdot 10^{-4} \lambda$ je

$$Z_{0v} = (1,97 - j 1760) \Omega \quad (3.40)$$

3.2.VÁLCOVÁ ANTÉNA

3.2.1. Hallénova integrálna rovnica

Uvažujme anténu vytvorenú z časti valcovej trubice s nekonečne tenkými ideálnymi vodivými stenami (obr.3.5). Dĺžka antény nech je $2h$ a jej priemer $-2a$. V strede antény je vytvorená tenká štrbina so šírkou 2δ , v strede ktorej pracuje hypoteticky generátor s elektromotorickou silou E_s . Intenzitu elektrického poľa v štrbine E_δ za predpokladu, že šírka štrbiny δ sa blíži k nule a E_s je pritom konštantné, možno vyjadriť pomocou Diracovej distribúcie $\delta(z)$.



Obr.3.5.Valcová anténa

$$E_\delta = -E_s \delta(z) \quad (3.41)$$

Intenzitu elektrického poľa v ľubovoľnom bode priestoru možno vypočítať pomocou

Hertzovho vektora(potenciálu) $\vec{\Pi}$ podľa vzťahu

$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi} + k^2 \vec{\Pi} \quad (3.42)$$

tento vzťah platí všeobecne, t. j. aj na povrchu antény. Ak uvážime, že v tomto prípade má Hertzov vektor len jednu zložku v smere osi z a že elektrické pole na povrchu antény je dané vzťahom (3.41), dostaneme pre Hertzov potenciál na povrchu antény rovnicu

$$\frac{\partial \Pi_p^2}{\partial z^2} + k^2 \Pi_p = -E_s \delta(z) \quad (3.43)$$

Všeobecné riešenie rovnice (3.43) má tvar

$$\Pi_p = C_1 \cos(kz) + C_2 \sin(k|z|) \quad (3.44)$$

Po dosadení vzťahu(3.44) a (3.43) určíme konštantu C_2 a dostaneme vzťah

$$\Pi_p = C_1 \cos(kz) + \frac{E_s}{2k} \sin(k|z|) \quad (3.45)$$

Okrem toho Hertzov vektor možno vyjadriť pomocou prúdu v anténe vzťahom(1)

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \int_V \vec{J} \frac{e^{-jkR}}{R} dV \quad (3.46)$$

kde \vec{J} je vektor hustoty prúdu, R vzdialenosť bodu pozorovania od bodu integrovania a V je objem antény. Vzťah(3.46) v našom prípade možno napísať v tvare

$$\Pi_p = \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \int_0^h \int_0^{2\pi} \int_0^a J \frac{e^{-jkR}}{R} a d\xi d\Phi' \quad (3.47)$$

kde a, ξ, Φ' sú súradnice bodu integrovania, a, z, Φ sú súradnice bodu pozorovania. Ak uvážime, že celkový prúd, tečúci prierezom antény v bode ξ , je

$$I(\xi) = 2\pi a J(\xi) \quad (3.48)$$

a uvedomíme si, že vzhľadom na osovú symetriu úlohy existuje iba rozdiel $\Phi - \Phi'$, vzťah(3.47) môžeme vyjadriť v tvare

$$\Pi_p = \frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \int_{-h}^h I(\xi) K(z, \xi) d\xi \quad (3.49)$$

pričom

$$K(z, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} d\Phi \quad (3.50)$$

a

$$R = \sqrt{(z - \xi)^2 + 4a^2 \sin^2(\Phi/2)} \quad (3.51)$$

Vzťahy (3.45) a (3.49) popisujú ten istý Hertzov potenciál. Ich porovnaním dostávame rovnicu

$$\frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \int_{-h}^h I(\xi) K(z, \xi) d\xi = C_1 \cos(kz) + \frac{E_s}{2k} \sin(k|z|) \quad (3.52)$$

integrálna rovnica (3.52) bola po prvý raz odvodená Hallénom. Jej riešením možno nájsť rozloženie prúdu vo valcovej anténe. Konštantu C_1 sa určuje z okrajovej podmienky na koncoch antény

$$I(+h) = 0 \quad (3.53)$$

3.2.2. Riešenie Hallénovej rovnice

Exaktné riešenie integrálnej rovnice (3.52) vo valcovej anténe nie je známe. Preto sa rôznymi metódami hľadajú jej približné riešenia. Uvedieme len jednu z týchto metód- iteračnú metódu. Upravíme najprv rovnicu (3.52) do vhodného tvaru. Vynásobíme obidve strany rovnice $4\pi j\omega\varepsilon$.

$$\int_{-h}^h I(\xi)K(z, \xi)d\xi = C \cos(kz) - \frac{jE_s}{60} \sin(k|z|) \quad (3.54)$$

Novú konštantu C určujeme tiež z podmienky (3.53)

Dosaďme do rovnice (3.53) rovnicu

$$I(z)\psi(z) = \int_{-h}^h I(z)w(z, \xi)d\xi \quad (3.55)$$

kde $\psi(z)$ a $w(z, \xi)$ sú ľubovoľné funkcie, pre ktoré je splnená rovnica(3.55). Po úprave dostaneme

$$I(z) = \frac{1}{\psi(z)} \left\{ C \cos(kz) - \frac{jE_s}{60} \sin(k|z|) - \int_{-h}^h [I(\xi)K(z, \xi) + I(z)w(z, \xi)]d\xi \right\} \quad (3.56)$$

Za predpokladu, že sme zvolili $w(z, \xi)$, iteračný postup pri riešení je nasledujúci:

- zvolíme priblíženie nultého rádu $I_0(z)$, napr. vynechaním integrálu vo vzťahu (3.56) a dosadíme ho do integrandu;
- vypočítame integrál, čím získame priblíženie prvého rádu $I_1(z)$;
- určíme konštantu C z okrajovej podmienky $I_1(+h) = 0$;
- opakujeme uvedený postup s tým, že do integrandu dosadíme priblíženie prvého rádu a po integrovaní získame priblíženie druhého rádu, atď.

Iteračný proces môže prebiehať neohraničene, pričom získavame priblíženia stále vyššieho rádu. Rovnica (3.56) formálne platí pre ľubovoľnú funkciu $w(z, \xi)$, ale je samozrejmé, že ju treba zvoliť tak, aby iteračný proces rýchlo konvergoval.

Iteračné riešenie rovnice (3.56) má tvar

$$I(z) = \frac{jE_s}{60} \frac{\sin[k(h-z)] + \frac{M_1(z)}{\psi} + \frac{M_2(z)}{\psi^2} + \dots}{\cos(kh) + \frac{A_1}{\psi} + \frac{A_2}{\psi^2} + \dots} \quad (3.57)$$

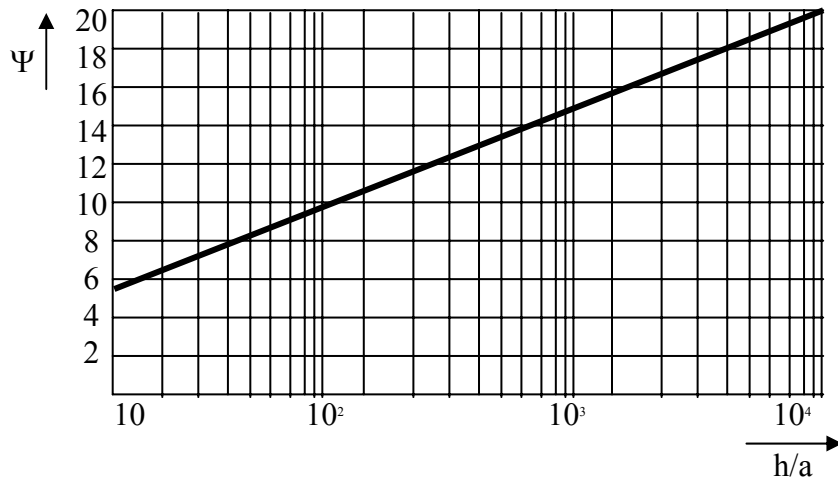
kde parametre rozvoja ψ , parametre A_i a funkcie $M_i(z)$ závisia od dĺžky antény kh a od jej štíhlosti, t.j. od pomeru dĺžky a polomeru h/a .

Parameter ψ sa nazýva štíhlostným koeficientom antény a je definovaný

$$\psi = 2 \ln \frac{2h}{a} \quad (3.58)$$

Na obr.3.6 je závislosť štíhlostného koeficientu od pomeru h/a .

Parametre A_i a $M_i(z)$ sú vo všeobecnosti komplexné parametre, ktorých hodnoty sú tabelované. Pre väčšinu lineárnych antén je štíhlostný koeficient



Obr.3.6.Závislosť štíhlostného koeficientu od pomeru h/a

dostatočne veľký, takže vo vzťahu (3.57) stačí použiť prvé dva členy rozvojom. Všimnime si , že veľmi veľké štíhlostné koeficienty sa vzťah (3.57) zjednoduší na tvar

$$I(z) = \frac{jE_s}{60} \frac{\sin[k(h-z)]}{\cos(kh)} \quad (3.59)$$

t .j. rozloženie prúdu je sínusové.

V uzlových bodoch , t .j. uprostred dipólu pre $2h = \lambda$,alebo pri dipóle s $2h = 5 \lambda / 4$ vo vzdialenosti $\lambda / 2$ od koncov, je prúd nulový. Pre hrubé dipóly v týchto bodoch už nie je nulový, ale má konečnú hodnotu. Okrem toho minimum prúdu nastáva vo vzdialenostiach menších než $\lambda / 2$.

3.2.3. Vstupná impedancia valcovej antény

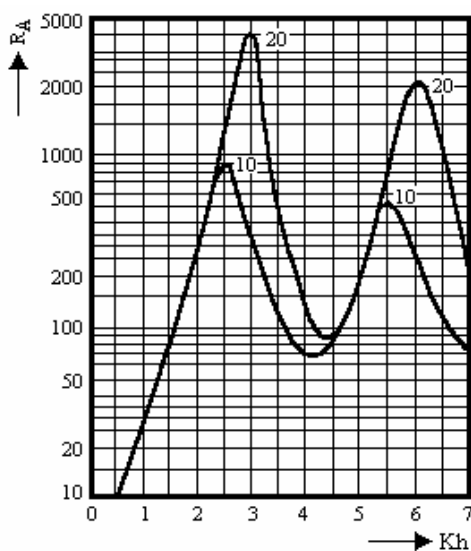
Vstupnú impedanciu valcovej antény definujeme jako pomer elektromotorickej sily generátora E_s a prúdu tečúceho svorkami antény

$$Z_A = \frac{E_s}{I(0)} = -j60\psi \frac{\cos(kh) + \frac{A_1}{\psi} + \frac{A_2}{\psi^2} + \dots}{\sin(kh) + \frac{M_1}{\psi} + \frac{M_2}{\psi^2} + \dots} \quad (3.60)$$

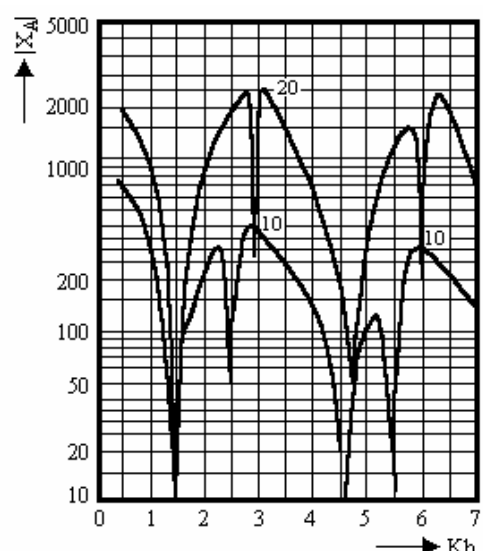
Hodnoty komplexných koeficientov A_1, A_2, M_1, M_2 , ktoré sú potrebné na výpočet vstupnej impedancie, sú uvedené v tab.3.1. Závislosti reálnej a imaginárnej časti vstupnej impedancie valcovej antény od jej dĺžky sú pre 2 rôzne štíhlostné koeficienty uvedené v na obr.3.7. Pre hrubé dipóly majú tieto závislosti nižšie maximá než pre tenké, t .j. vstupná impedancia hrubých dipólov sa mení menej ako pri tenkých. Hrubé dipóly bude teda možné lepšie prispôbovať k napájaciemu vedeniu ako tenké. Z obr.3.7 vidieť , že pri určitých hodnotách kh je imaginárna časť vstupnej impedancie $X_A = 0$. Dĺžky antény, pre ktoré

Tab. 3.1. Komplexné koeficienty pre výpočet vstupnej impedancie valcovej antény.

kh	A	M	A	M
0,0	0	0	0	0
0,2	-0,039+j0,005	0,667+j0,001	-0,16+j0,03	3,07
0,4	-0,149+j0,041	1,271+j0,008	-0,53+j0,13	5,20+j0,03
0,6	-0,306+j0,124	1,759+j0,040	-1,07+j0,39	6,50+j0,24
0,8	-0,478+j0,282	2,094+j0,118	-1,67+j0,80	7,14+j0,78
1,0	-0,629+j0,493	2,254+j0,264	-2,17+j1,31	6,78+j1,74
1,2	-0,728+j0,745	2,240+j0,494	-2,66+j1,84	5,48+j3,04
1,4	-0,753+j1,009	2,068+j0,811	-3,00+j2,31	3,34+j4,97
1,6	-0,695+j1,252	1,764+j1,204	-3,23+j2,73	0,45+j7,06
1,8	-0,563+j1,442	1,360+j1,648	-3,34+j3,04	-3,06+j9,33
2,0	-0,367+j1,556	0,086+j2,107	-3,30+j3,30	-7,03+j11,91
2,2	-0,134+j1,582	0,369+j2,543	-3,16+j3,48	-11,25+j13,98
2,4	0,113+j1,517	-0,170+j2,915	-2,84+j3,58	-16,22+j16,08
2,6	0,355+j1,370	-0,714+j3,193	-2,35+j3,58	-23,83+j17,28
2,8	0,580+j1,184	-1,230+j3,365	-1,59+j3,40	-24,71+j17,72
3,0	0,766+j0,885	-1,756+j3,380	-0,61+j2,99	-27,54+j17,50
3,2	0,923+j0,579	-2,220+j3,273	0,50+j2,27	-29,02+j16,85
3,4	1,044+j0,252	-2,620+j3,036	1,58+j1,37	-29,29+j15,75
3,6	1,128-j0,090	-2,933+j2,677	2,59+j0,28	-28,30+j13,84
3,8	1,173-j0,437	-3,138+j2,207	3,49-j0,83	-28,05+j11,34
4,0	1,174-j0,777	-3,219+j1,639	4,33-j2,00	-23,38+j8,28
4,2	1,137-j1,102	-3,167+j0,989	5,03-j3,09	-19,60+j4,73
4,4	1,025-j1,396	-2,979+j0,274	5,41-j4,13	-15,14+j0,21
4,6	1,870-j1,644	-2,665-j0,482	5,46-j5,04	-10,28-j4,84
4,8	1,663-j1,832	-2,239-j1,253	5,20-j5,67	-4,21-j10,09
5,0	1,413-j1,943	-1,721-j2,007	4,66-j6,08	2,41-j15,10



a.



b.

Obr. 3.1. Závislosť reálnej (a.) a imaginárnej (b.) zložky vstupnej impedancie valcovej antény od dĺžky antény.

$X_A = 0$, nazývame rezonančnými. Prvá rezonancia dipólu je v blízkosti $2h = \lambda / 2$, druhá v blízkosti $2h = \lambda$, atď. Vo všetkých prípadoch rezonančné dĺžky dipólov sú menšie ako príslušný násobok polvlny vo voľnom priestore. Z toho vyplýva, že ak má byť vstupná impedancia dipólu čiste reálna (ľahšie prispôsobenie k napájacíemu vedeniu), treba celkovú dĺžku valcovej antény skrátiť. Toto skrátenie je pre každú rezonanciu a pre každý štíhlostný koeficient iné. Matematicky to možno vyjadriť vzťahom

$$2h_{rez} = nC_n \frac{\lambda}{2} \quad (3.61)$$

kde C_n je činiteľ skrátenia, prislúchajúci n-tej rezonancii a $a=1,2,3,\dots$ -číslo rezonancie. Zo vzťahu (3.61) vyjadríme C_n

$$C_n = \frac{2h_{rez}}{n\lambda/2} < 1 \quad (3.62)$$

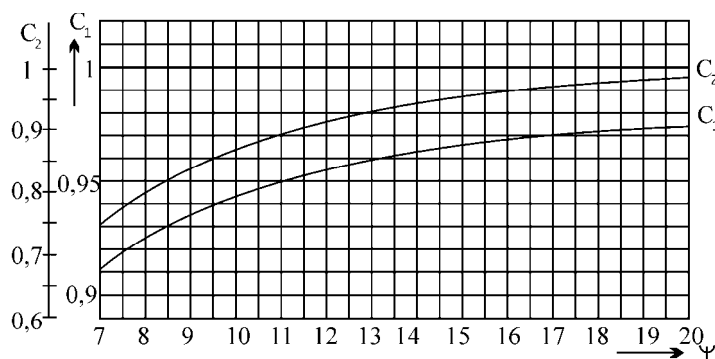
Rezonančné dĺžky dipólu možno vypočítať z rovnice (3.60) za podmienky, že $X_A = 0$. Pre prvú rezonanciu ($a=1$) po dosadení za A_i a M_i dostaneme

$$kh_{1rez} = \frac{\pi}{2} - \frac{0,709}{\psi} - \frac{2,11}{\psi^2} - \dots \quad (3.63)$$

a pre druhú rezonanciu

$$kh_{2rez} = \pi - \frac{2,09}{\psi} - \frac{26,2}{\psi^2} - \dots \quad (3.64)$$

Pomocou vzťahov (3.62) až (3.64) možno vypočítať činitele skrátenia $C_1(\psi)$ a $C_2(\psi)$ (obr.3.8), ktoré potom slúžia pre praktický návrh dipólov rezonančnej dĺžky.



Obr. 3.8. Závislosť činiteľov skrátenia pre 1. a 2. rezonanciu od štíhlostného koeficientu antény

Uvedenú teóriu možno použiť aj pri analýze antén s iným prierezom ako kruhovým. Zavádzame potom ekvivalentný kruhový prierez s vhodne zvoleným polomerom. Ekvivalentný polomer sa získava metódou konformného zobrazenia. Veľkosti ekvivalentných relatívnych polomerov pre antény vytvorené z pravidelných n-bokých hranolov sú v tab.3.2, kde pod dvojbokým hranolom rozumieme pásik, ktorého šírka je omnoho väčšia ako hrúbka.

Tab. 3.2. Ekvivalentné polomery pre antény tvaru pravidelných n-bokých hranolov

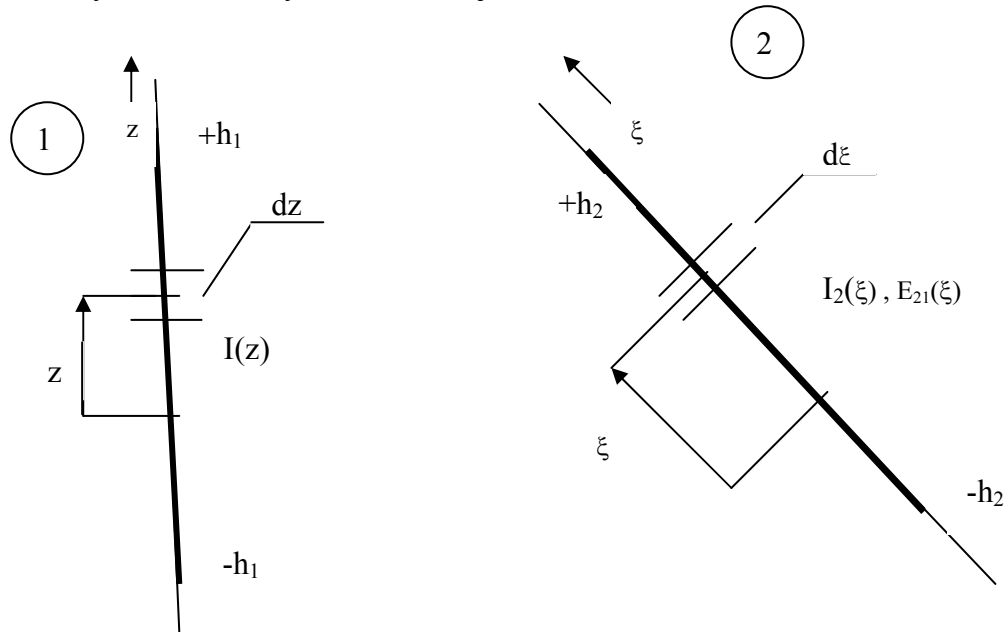
Počet stien	2	3	4	5	6
Ekvivalentný polomer (šírka steny = 1)	0,25	0,42	0,59	0,76	0,90

3.3.SÚSTAVY LINEÁRNYCH ANTÉN

3.3.1. Vzájomné ovplyvňovanie lineárnych antén

Lineárne antény sa často používajú ako prvky zložitejších anténových sústav. Smerové charakteristiky takýchto sústav možno vypočítať pomocou všeobecných vzťahov uvedených v časti 2.3. Pri určovaní amplitúd a fáz prúdov v jednotlivých žiaričoch sústavy však musíme brať do úvahy ich vzájomné ovplyvňovanie.

Vo všeobecnom prípade úloha na určenie prúdov v jednotlivých prvkoch sústavy vedie na riešenie sústavy integrálnych rovníc typu (3.52). My sa obmedzíme na najjednoduchší prípad nekonečne tenkých antén, ktorý možno riešiť jednoduchšími metódami.



Obr.3.9.Sústava dvoch lineárnych antén

Nech sú dané dve ľubovoľne orientované nekonečne tenké ideálne vodivé lineárne antény(obr.3.9). Označme dotyčnicovú zložku elektrického poľa v smere antény 2 vytvoreného anténou 1 ako $E_{21}(\xi)$. Pre splnenie okrajovej podmienky na povrchu antény 2 pozdĺžnej musia byť spojitely rozmiestnené generátory s elektromotorickým napätím.

$$E_s(\xi) = -E_{21}d\xi \quad (3.65)$$

Výkon týchto generátorov je

$$P_{21} = -\frac{1}{2} \int_{-h}^h E_{21}(\xi) I_2^*(\xi) d\xi \quad (3.66)$$

pričom $I_2(\xi)$ je rozloženie prúdu v anténe 2. Podobne ako v teórii obvodov možno vzájomné ovplyvňovanie antén popísať pomocou vzájomných impedancií pomocou vzťahu

$$P_{21} = \frac{1}{2} I_1 I_2^* Z_{21} \quad (3.67)$$

kde Z_{21} je vzájomná impedancia medzi anténou 2 a anténou 1, I_1 a I_2 -prúdy v bodoch napájania. Porovnaním vzťahov (3.66) a (3.67) dostaneme vzťah pre vzájomnú impedanciu lineárnych antén

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_1 I_2^*} \int_{-h}^h E_{21}(\xi) I_2^*(\xi) d\xi \quad (3.68)$$

V súlade s teorémou vzájomnosti platí

$$Z_{21} = Z_{12} \quad (3.69)$$

V prípade zložitejších sústav lineárnych antén prúdy v bodoch napájania jednotlivých antén dostaneme riešením maticovej rovnice

$$V = Z.I \quad (3.70)$$

kde V je stĺpcová matica, ktorej prvkami sú veľkosti napätí na svorkách jednotlivých antén, Z je impedančná matica (jej diagonálne prvky sú vlastné impedancie, ostatné - vzájomné impedancie) a I je stĺpcová matica, ktorej prvkami sú veľkosti prúdov v jednotlivých anténach.

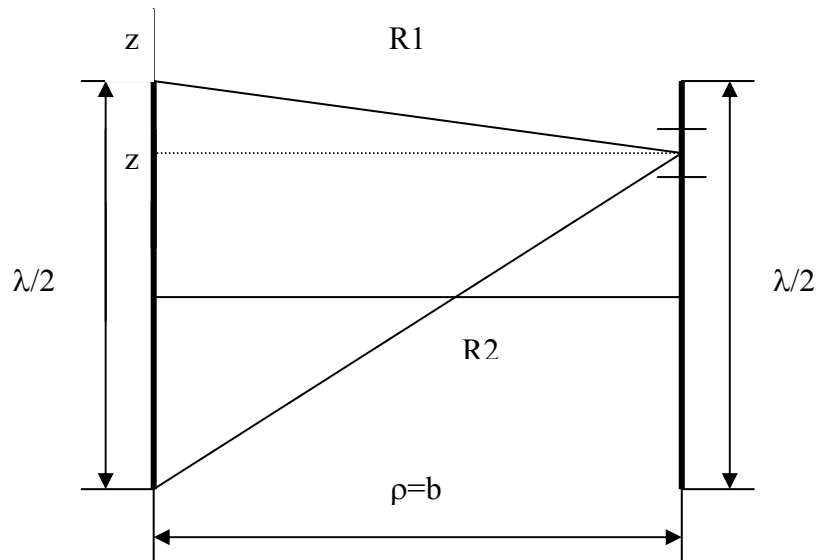
3.3.2. Sústava dvoch lineárnych polvlnových antén

Vypočítame vzájomnú impedanciu dvoch rovnobežných nekonečne tenkých polvlnových antén, umiestnených oproti sebe (obr.3.10). Ak predpokladáme sinusové rozloženie prúdu v obidvoch anténach $I(z) = I_m \cos(kz)$, vzťah pre vzájomnú impedanciu môžeme napísať v tvare

$$Z_{12} = -\frac{1}{I_{m1}} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} E_{21}(z) \cos(kz) dz \quad (3.71)$$

Dotyčnicovú zložku elektrického poľa od antény 1 v smere antény 2 vypočítame pomocou vzťahu (3.11)

$$E_{21} = -j30I_m \left(\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} \right) \quad (3.72)$$



Obr.3.10. Sústava dvoch rovnobežných polvlnových antén umiestnených oproti sebe

kde

$$R_1 = \sqrt{(z - \lambda/4)^2 + b^2} \quad (3.73)$$

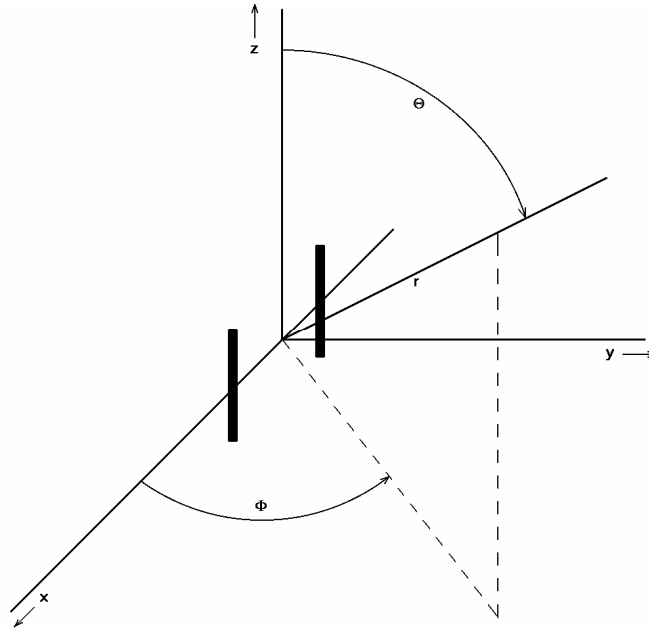
$$R_2 = \sqrt{(z + \lambda/4)^2 + b^2} \quad (3.74)$$

a, b je vzdialenosť medzi anténami. Po dosadení vzťahu (3.72) do (3.71) po integrovaní dostaneme

$$R_{21} = 30 \left\{ 2Ci(kb) + Ci \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] + Ci \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\} \quad (3.75)$$

$$X_{21} = 30 \left\{ 2Si(kb) + Si \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] + Si \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\} \quad (3.76)$$

kde funkcie Ci(x) a Si(x) sú definované vzťahmi (3.21) resp. (3.22).



Obr.3.11. Zavedenie súradnicovej sústavy pre sústavu dvoch polvlnových antén

Uvažujme sústavu dvoch rovnobežných polvlnových antén podľa obr.3.11, napájaných prúdmi s rovnakou amplitúdou ($I_1 = I_2 = I$) a s rovnakou fázou. Zvoľme novú súradnicovú sústavu tak, že jej začiatok umiestnime do stredu spojnice medzi stredmi antén a os z nech je rovnobežná s osou antén. Antény ležia v rovine x, z. Potom platí:

$$\vec{R}_1 = x_0 \frac{b}{2} \quad (3.77)$$

$$\vec{R}_2 = -x_0 \frac{b}{2} \quad (3.78)$$

Zvoľme guľovú súradnicovú sústavu

$$\vec{r}_0 = x_0 \sin \Theta \cos \Phi + y_0 \sin \Theta \sin \Phi + z_0 \cos \Theta \quad (3.79)$$

$$\vec{R}_1 \cdot \vec{r}_0 = \frac{b}{2} \sin \Theta \cos \Phi \quad (3.80)$$

$$\vec{R}_2 \cdot \vec{r}_0 = -\frac{b}{2} \sin \Theta \cos \Phi \quad (3.81)$$

kde \vec{r}_0, x_0, y_0, z_0 sú jednotkové vektory v príslušných smeroch. Pretože v sústave tečú prúdy, ktoré majú zložku len v smere osi z, dostaneme

$$f_1 = -\frac{2I}{k} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \quad (3.82)$$

$$f_2 = 0 \quad (3.83)$$

Pomocou vzťahov (2.60) a (2.66) dostaneme

$$E_\Theta = 120I \cos\left(k \frac{b}{2} \sin \Theta \cos \Phi\right) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \quad (3.84)$$

Vzhľadom na symetriu sústavy vstupné impedancie jednotlivých antén sú rovnaké a platí pre ne vzťah

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11} + Z_{12} \quad (3.85)$$

Ak do vzťahu(3.85) dosadíme za Z_{11} zo vzťahov (3.25) a (3.26) a za Z_{12} zo vzťahov (3.75) a (3.76), dostaneme pre špeciálny prípad $b = \lambda / 2$

$$Z_1 \approx (73 + j43 - 13 - j29)\Omega = (60 + j14)\Omega \quad (3.86)$$

Vypočítame energetický zisk sústavy vzhľadom na jednu polvlnovú anténu. Predpokladajme, že celkový výkon privádzaný do sústavy je P . Tento výkon sa delí rovnomerne medzi obe antény, amplitúda prúdu v každej anténe sa potom rovná (ak predpokladáme bezstratové antény)

$$I = \sqrt{\frac{P}{R_{11} + R_{12}}} \quad (3.87)$$

Sústava vyžaruje maximálne v smere $\Theta = \pi / 2, \Theta = \pm \pi / 2$, pre ktorý dostávame intenzitu elektrického poľa

$$E_{\max} = 120 \sqrt{\frac{P}{R_{11} + R_{12}}} \quad (3.88)$$

Predpokladajme teraz, že rovnaký výkon P privádzame do jedinej polvlnovej antény, umiestnenej v smere osi z . Táto anténa vytvára v rovine x, y intenzitu elektrického poľa

$$E_{\lambda/2} = 60 \sqrt{\frac{2P}{R_{11}}} \quad (3.89)$$

Hľadaný energetický zisk sústavy vzhľadom na jednu polvlnovú anténu teda je

$$G_{\lambda/2} = \left(\frac{E_{\max}}{E_{\lambda/2}} \right)^2 = \frac{2R_{11}}{R_{11} + R_{12}} \quad (3.90)$$

V špeciálnom prípade, keď $b = \lambda / 2$

$$G_{\lambda/2} \approx \frac{2.73}{73 - 13} = 2,44 \quad (3.91)$$

Analogický spôsob možno analyzovať sústavu dvoch lineárnych polvlnových antén, napájaných prúdmi s rovnakou amplitúdou, ale s opačnou fázou, t. j. $I_1 = -I_2$. Vzťah pre intenzitu elektrického poľa v zóne žiarenia má potom tvar

$$E_{\Theta} = 120I_1 \sin\left(k \frac{b}{2} \sin \Theta \cos \Phi\right) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\sin \Theta} \quad (3.92)$$

Vstupná impedancia jednotlivých antén sústavy je opäť rovnaká, ale iná ako v prípade súfázových antén

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11} - Z_{12} \quad (3.93)$$

Ak zmenšujeme vzájomnú vzdialenosť antén ($b \rightarrow 0$), vstupná impedancia oboch antén sa blíži k nule, pretože $R_{12} \rightarrow R_{11}$. Pre energetický zisk sústavy potom dostaneme vzťah

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12}} \sin^2\left(\frac{kb}{2}\right) \quad (3.94)$$

Pre malé vzdialenosti medzi anténami ($b \leq 0,05, \lambda / 2$) vzťah pre vzájomný odpor možno napísať v približnom tvare

$$R_{12} \approx R_{11} - 60\pi^2 \left(\frac{b}{\lambda} \right)^2 \quad (3.95)$$

Ak dosadíme vzťah(3.95) do (3.94) a hodnotu goniometrickej funkcie sin nahradíme jej argumentom, zistíme, že

$$\lim_{b \rightarrow 0} G_{\lambda/2} = 2,44 \quad (3.96)$$

Tento vzťah platí len za predpokladu zanedbateľných strát v anténach pri vyžarovaní. Ak uvažujeme straty, vzťah (3.94) možno napísať v tvare

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12} + R_{str}} \sin^2 \left(\frac{kb}{2} \right) \quad (3.97)$$

kde R_{str} je stratový odpor jednej antény. Vidíme, že v prípade $R_{str} \neq 0$, je

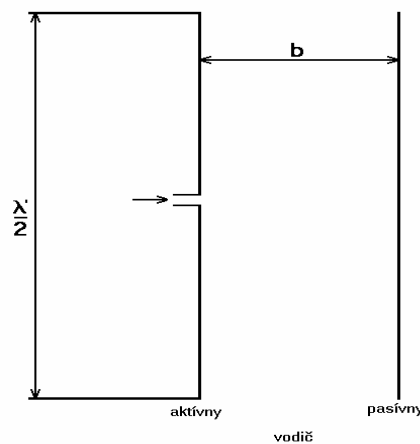
$$\lim_{b \rightarrow 0} G_{\lambda/2} = 0 \quad (3.98)$$

3.3.3. Sústavy lineárnych antén s pasívnymi prvkami

Doteraz sme uvažovali sústavy lineárnych antén, v ktorých každý prvok bol napájaný. Zaujímavé smerové vlastnosti možno dosiahnuť použitím prvkov, ktoré nie sú spojené s napájacím vedením, tzv. pasívnych prvkov. Prúdy v týchto prvkoch tečú vplyvom elektromagnetického poľa, vytváraného aktívnymi (napájanými) prvkami sústavy. Na obr.3.12 je príklad sústavy dvoch polvlnových antén, z ktorých jedna je aktívna a jedna pasívna. Prúd v pasívnom prvku môžeme vypočítať pomocou vzťahu (3.70)

$$I_2 = -I_1 \frac{Z_{21}}{Z_{22}} = I_1 \frac{|Z_{21}|}{|Z_{22}|} e^{j(\pi + \vartheta_{12} + \vartheta_{22})} \quad (3.99)$$

kde ϑ_{12} je argument vzájomnej impedancie ϑ_{22} argument vlastnej impedancie pasívneho prvku



Obr.3.12.najjednoduchšia anténová sústava s pasívnym prvkom

Vo všeobecnosti svorky pasívnej antény nemusia byť skratované, môžu byť pripojené k ľubovoľnej reaktancii. Reaktanciou X_{22} rozumieme súčet vlastnej reaktancie pasívnej antény a k nej pripojenej reaktancie. Pole vytvárané sústavou vo vzdialenej zóne možno vyjadriť vzťahom

$$E_{\Theta} = 60 \left| I_1 e^{j \frac{kb}{2} \sin \Theta \cos \Phi} + I_2 e^{-j \frac{kb}{2} \sin \Theta \cos \Phi} \right| \cdot \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta \right)}{\sin \Theta} \quad (3.100)$$

Vo všeobecnosti v rovine x, y ($\Theta = \pi / 2$) dostávame

$$E_{\Theta} = 60 \left| I_1 e^{j \frac{kb}{2} \cos \Phi} + I_2 e^{-j \frac{kb}{2} \cos \Phi} \right| \quad (3.101)$$

Po dosadení vzťahu (3.99) do (3.101) dostaneme

$$E_{\Theta} = 60 I_1 \left| 1 + \frac{Z_{12}}{Z_{22}} e^{j(\pi + \vartheta_{12} - \vartheta_{22} - kb \cos \Phi)} \right| \quad (3.102)$$

Smerová charakteristika sústavy teda závisí od charakteru reaktancie X_{22} a od vzdialenosti medzi prvkami b.

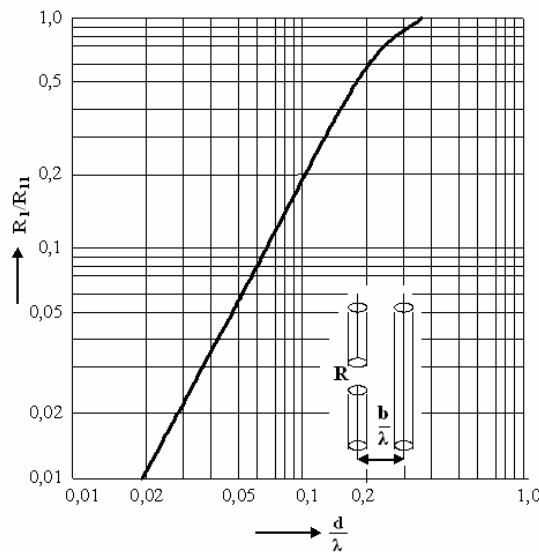
Vypočítame energetický zisk sústavy vzhľadom na polvlnovú jednoduchú lineárnu anténu. Vplyvom pasívneho prvku sa zmení vstupná impedancia aktívnej antény

$$Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = Z_{11} - \left| \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \right| e^{j(2\vartheta_{12} + \vartheta_{22})} \quad (3.103)$$

Reálna časť tejto impedancie je

$$R_1 = R_{11} - \left| \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \right| \cos(2\vartheta_{12} + \vartheta_{22}) \quad (3.104)$$

Na obr.3.13 je závislosť vstupného odporu tejto antény od vzdialenosti pasívneho prvku



Obr. 3.13. Závislosť vstupného odporu sústavy od vzdialenosti pasívneho prvku

Keď k anténe privádzame výkon P , amplitúda prúdu v anténe je

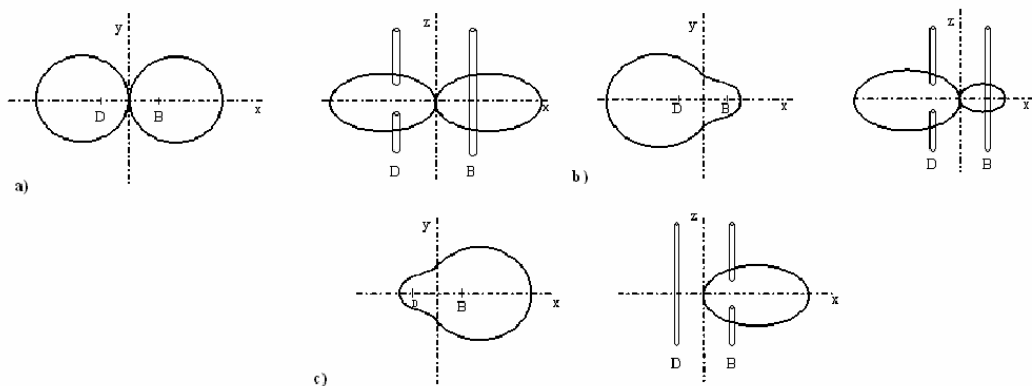
$$I_1 = \sqrt{\frac{2P}{R_1}} = \sqrt{\frac{2P}{R_{11} - \left| \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \right| \cos(2\vartheta_{12} + \vartheta_{22})}} \quad (3.105)$$

a pole vytvorené sústavou je

$$E_{\Theta} = 60 \sqrt{\frac{2P}{R_{11} - \left| \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \right| \cos(2\vartheta_{12} + \vartheta_{22})}} \left| 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{j(\pi + \vartheta_{12} - \vartheta_{22} - kb \cos \Phi)} \right| \quad (3.106)$$

Druhá mocnina pomeru veľkostí intenzity elektrického poľa vytvoreného sústavou a poľa vytvoreného jednou polvlnovou anténou (3.89) udáva energetický zisk sústavy

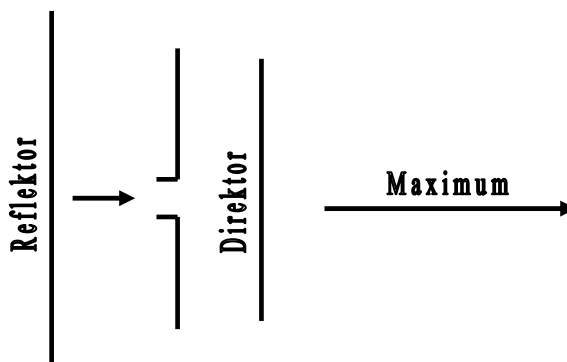
$$G(\Phi) = \frac{R_{11}}{R_{11} - \left| \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \right| \cos(2\vartheta_{12} + \vartheta_{22})} \left| 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{j(\pi + \vartheta_{12} - \vartheta_{22} - kb \cos \Phi)} \right|^2 \quad (3.107)$$



Obr.3.14. Vplyv zmeny dĺžky pasívneho prvku na smerovú charakteristiku sústavy :
 a) rovnaké dĺžky , b) pasívny prvok ako reflektor , c) pasívny prvok ako direktor
 ($b = 0,04 \lambda$)

Pasívny prvok s indukčným charakterom spôsobuje odraz energie v smere aktívneho prvku, pracuje ako reflektor. Pasívny prvok s kapacitným charakterom spôsobuje vzrast vyžarovania v smere od aktívneho prvku k pasívnemu a nazýva sa direktor. V praxi sa zmena charakteru impedancie pasívneho prvku dosahuje zmenou jeho dĺžky. Na obr.3.14 sú znázornené tri možnosti ovplyvnenia smerovej charakteristiky sústavy zmenou dĺžky pasívneho prvku pre vzdialenosť $b=0,04 \lambda$. Rozdiel medzi dĺžkou pasívneho a aktívneho prvku v prípade b) a c) ja 5%.

Aktívna anténa môže spolupracovať aj s väčším počtom pasívnych antén(obr.3.15). Obvykle sa používajú sústavy vytvorené z jedného aktívneho prvku, jedného reflektora a niekoľkých direktorov. Sústavy tohoto typu sa nazývajú anténami Yagiho-Uda.

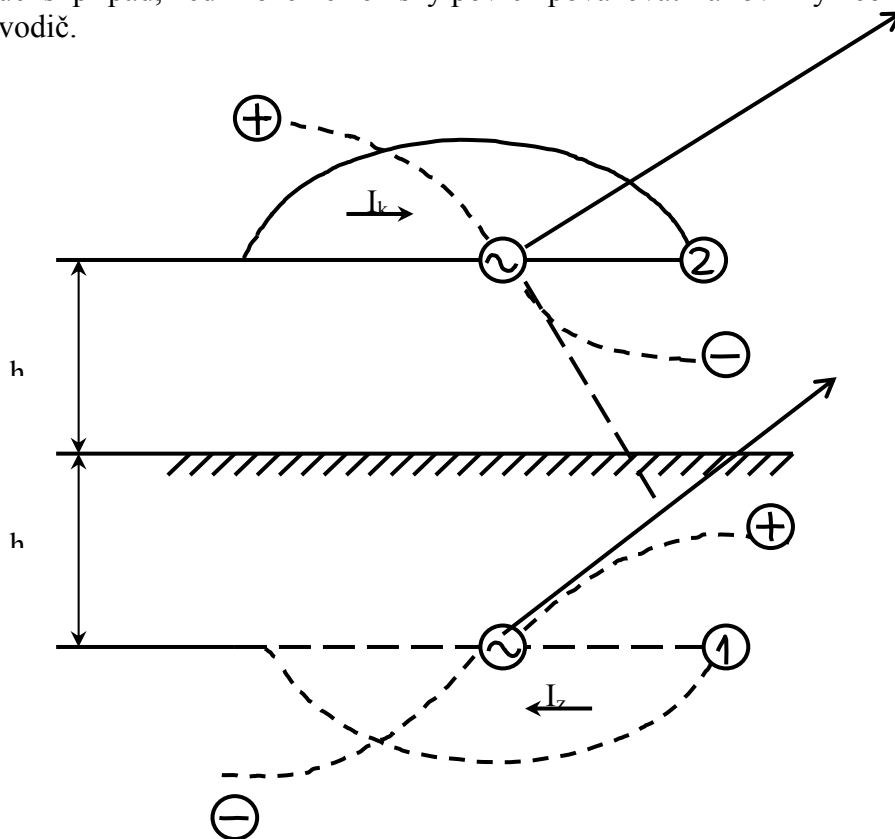


Obr.3.15.Sústava jedného aktívneho a dvoch pasívnych prvkov

3.4.LINEÁRNA ANTÉNA NAD ZEMSKYM POVRCHOM

Všetky naše doterajšie úvahy sa týkali antén umiestnených vo voľnom priestore. Takýto predpoklad možno uplatniť pri analýze vysoko umiestnených antén pre metrové a kratšie vlny, alebo antén umiestnených v kozmickom priestore. Vo väčšine prípadov však musíme uvážiť vplyv povrchu zeme na vyžarovanie antén.

Elektromagnetické pole antény indukuje v zemi elektrické prúdy, ktoré sú zdrojom sekundárneho elektromagnetického poľa. Rozloženie prúdov v zemi závisí od typu antény, výšky jej umiestnenia, frekvencie a od elektrických parametrov zemského povrchu. Všeobecná analýza vplyvu zeme na parametre antén je veľmi obtiažna. Uvedieme preto len najjednoduchší prípad, keď môžeme zemský povrch považovať za rovinný neohraničený dokonalý vodič.

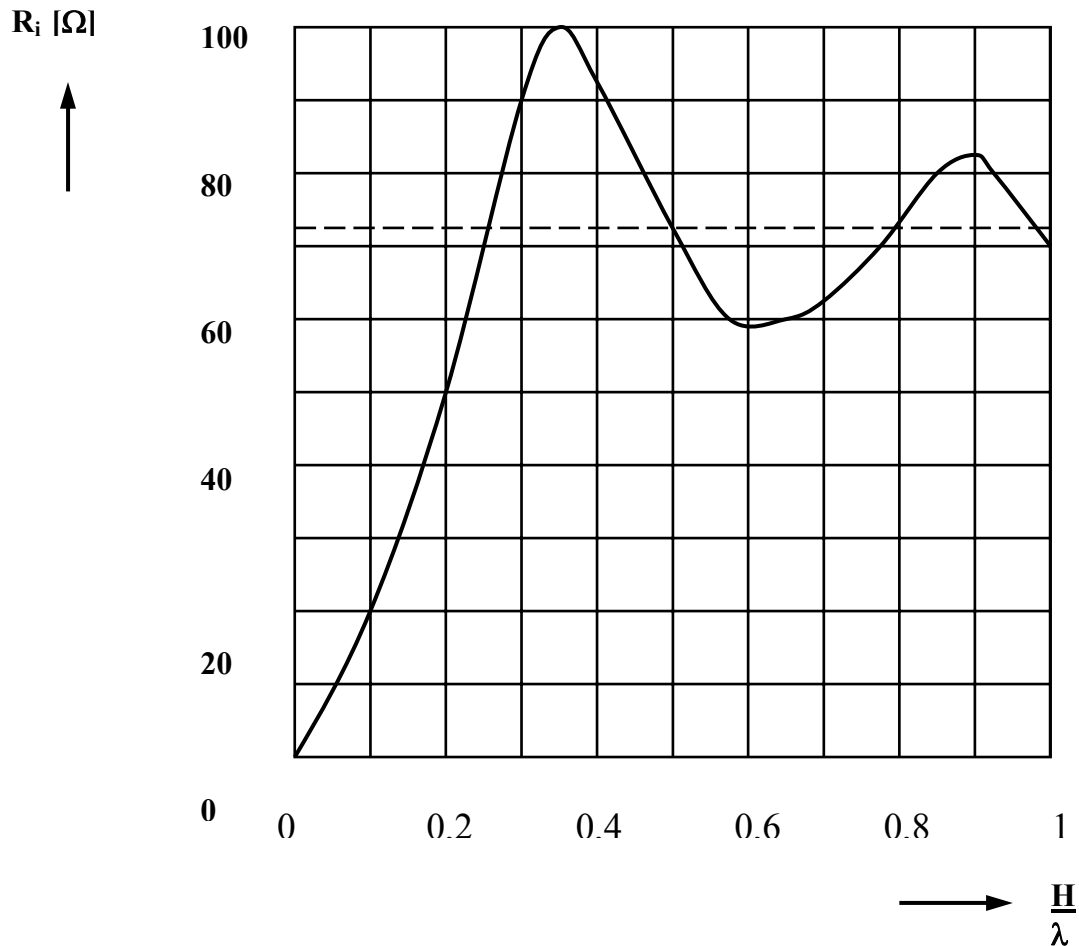


Obr. 3.16. Lineárna horizontálna anténa nad zemským povrchom

Uvažujme polvlnový lineárny dipól, umiestnený horizontálne vo výške H nad rovinným dokonale vodivým zemským povrchom (obr.3.16). Elektromagnetické pole vo vzdialenom bode pozorovania P je superpozíciou dvoch vln: priamej a odrazenej od zemského povrchu. Z predpokladu, že povrch zeme je dokonalý vodič, vyplýva, že dotyčnicová zložka elektrického poľa na zemskom povrchu musí byť nulová. Pre splnenie tejto okrajovej podmienky odrazená vlna musí byť fázovo posunutá o π v bode odrazu. Pri určovaní elektromagnetického poľa v bode P je výhodné použiť metódu zrkadlenia známú z elektrostatiky. Táto metóda umožňuje previesť problém antény nad dokonale vodivým zemským povrchom na už vyriešený problém sústavy dvoch lineárnych antén napájaných prúdmi s opačnou fázou. Vplyvom zeme dochádza k zmene vstupnej impedancie antény

$$Z_1 = Z_{11} - Z_m \quad (3.108)$$

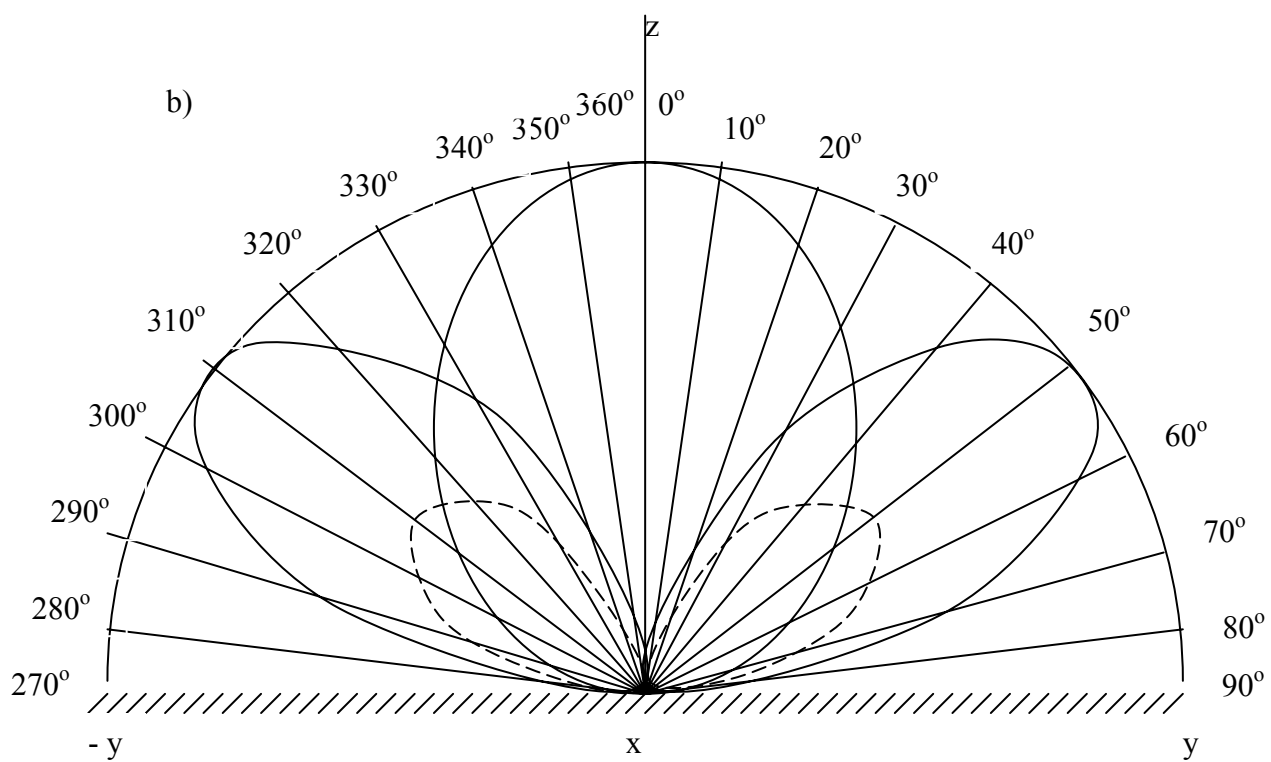
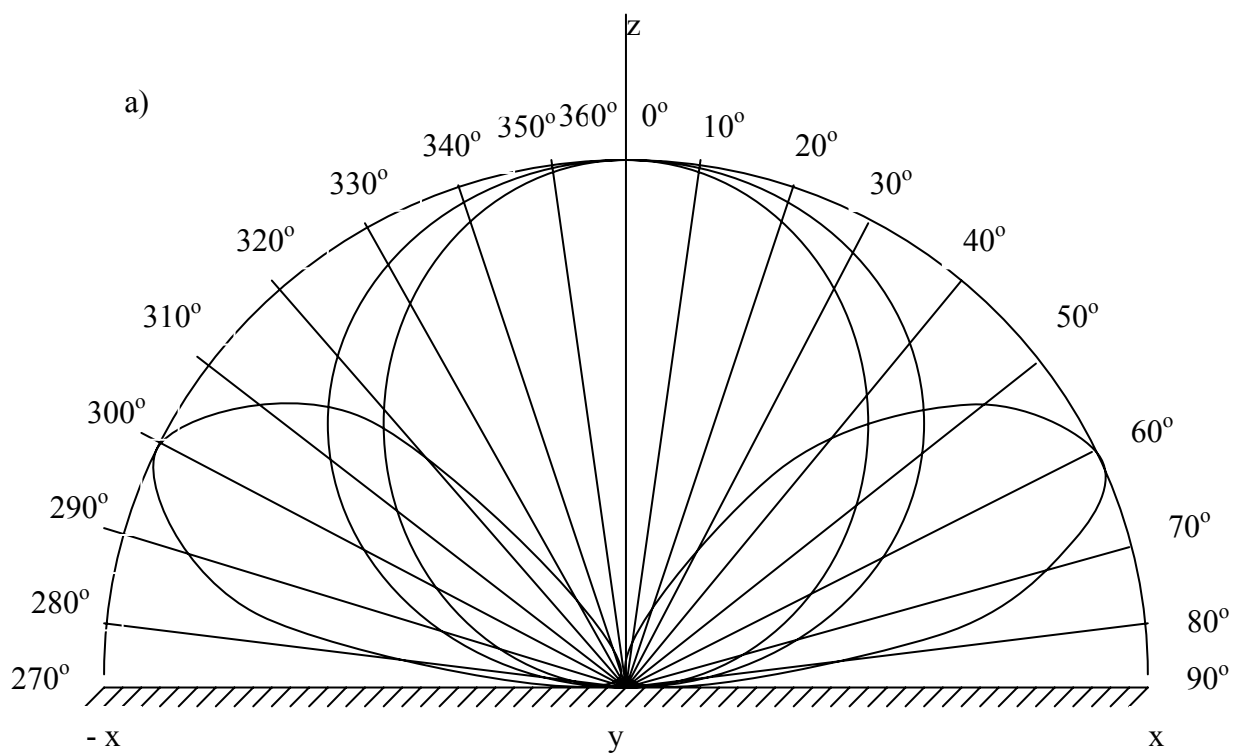
kde Z_{11} je vlastná impedancia antény(vo voľnom priestore) a Z_m je vzájomná impedancia medzi anténou a jej zrkadlovým obrazom. Pre malé výšky H vzájomný odpor antény je blízky vlastnému vstupnému odporu a vstupná impedancia antény je blízka nule. Závislosť vstupného odporu lineárnej horizontálnej polvlnovej antény od jej výšky nad zemským povrchom je na obr.3.17.



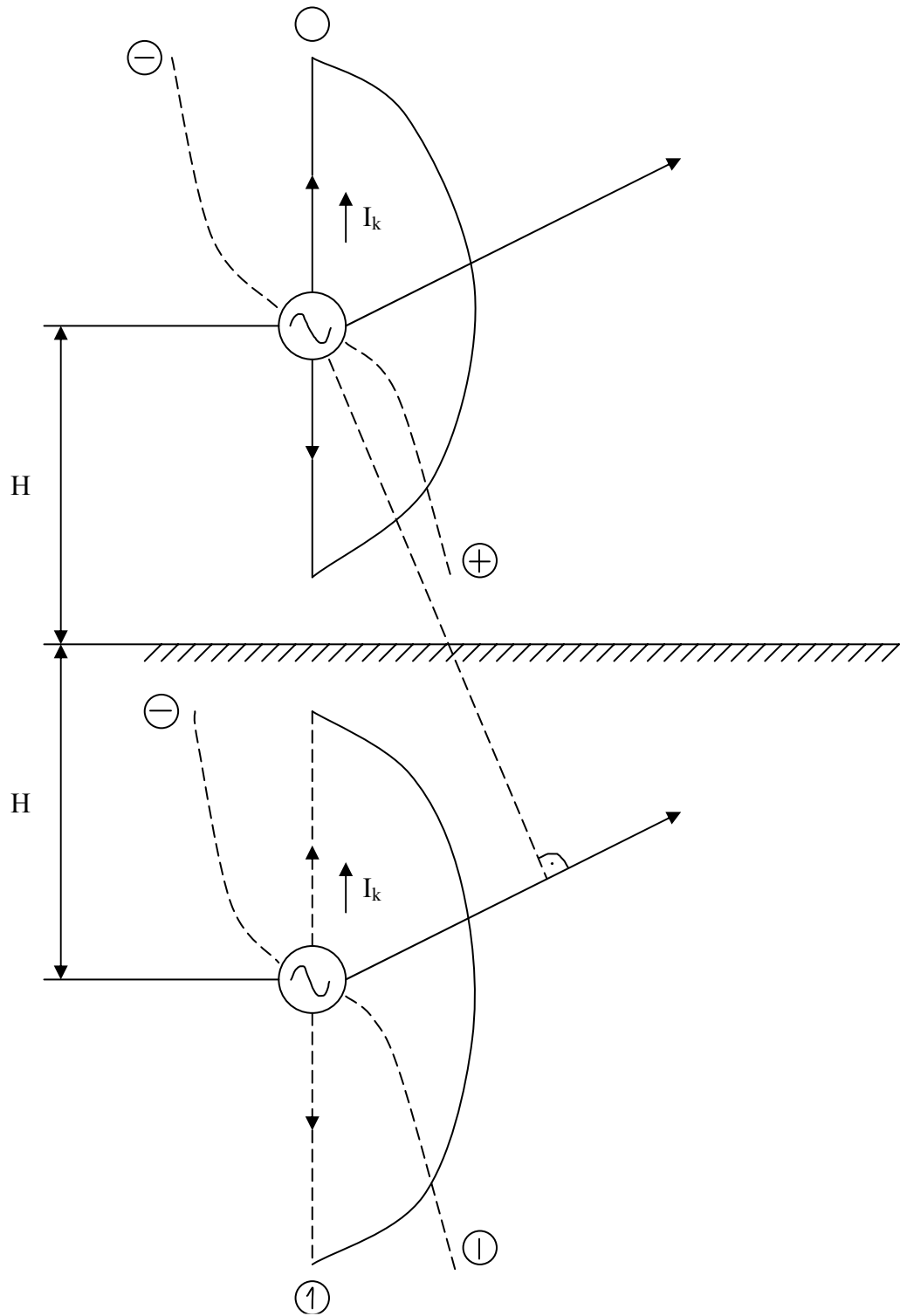
Obr 3.17. Závislosť vstupného odporu polvlnovej od jej výšky nad zemským povrchom

Pretože anténou a jej zrkadlovým obrazom tečú prúdy, ktoré sú v protifáze a majú rovnakú amplitúdu, vyžarovanie pozdĺž povrchu zeme je vždy nulové. Tvar smerovej charakteristiky podstatne závisí od výšky H . Ak výška $H \leq 0,25\lambda$, maximum vyžarovania je v smere vertikálnom (obr.3.18). Pri výškach $H > 0,5\lambda$ sa smerová charakteristika štiepi na jednotlivé laloky. Počet lalokov rastie so zväčšovaním H .

Analogicky možno analyzovať vertikálny polvlnový dipól nad zemským povrchom (obr.3.19). Nech stred dipólu je vo výške H . Pri analýze možno opäť použiť metódu zrkadlenia s tým, že prúd v zrkadlovom obraze má rovnakú fázu ako prúd v anténe. V dôsledku toho anténa vyžaruje maximálne v smere rovnobežnom s povrchom zeme. Keď výška $H \leq 0,25\lambda$, smerová charakteristika má len jeden lalok. Pri väčších výškach dochádza k jej rozštiepeniu.



Obr.3.18.Smerové charakteristiky horizontálneho polvlnového dipólu nad zemským povrchom pre rôzne výšky H



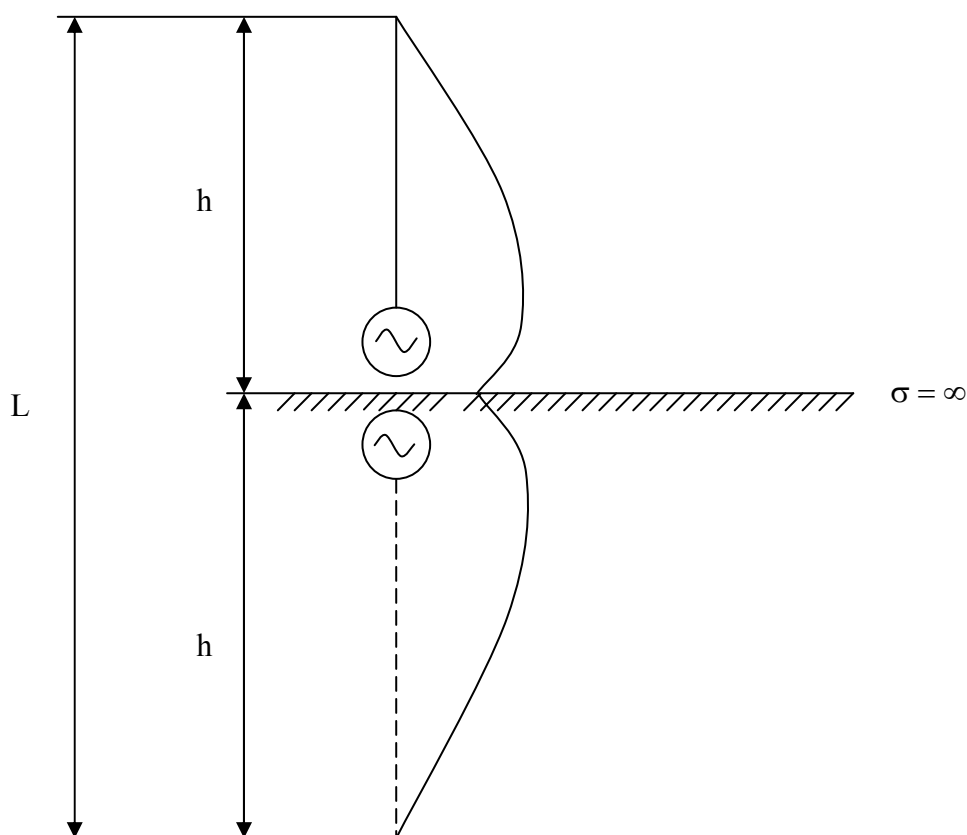
Obr.3.19. Lineárna vertikálna anténa nad zemským povrchom

Podobne ako v prípade horizontálnej antény dochádza k zmene vstupnej impedancie

$$Z_1 = Z_{11} + Z_m \quad (3.109a)$$

kde Z_m je vzájomná impedancia antén umiestnených súsovo. Pretože modul vzájomnej impedancie pri súsovom usporiadaní antén nadobúda omnoho menšie hodnoty ako pri rovnobežnom usporiadaní, vplyv zeme na vstupnú impedanciu je menší.

Zvláštnym a často používaným prípadom vertikálnej antény je nesymetrická anténa napájaná vzhľadom na zem (obr.3.20). S využitím metódy zrkadlenia možno potvrdiť, že vyžarovanie tejto antény je rovnaké, ako vyžarovanie symetrickej antény s dĺžkou $2h$. Nesymetrická anténa však vyžaruje len v hornom polpriestore. V súvislosti s tým pole vytvorené touto anténou je $\sqrt{2}$ -krát väčšie ako pole symetrickej antény napájanej rovnakým výkonom. Súčasne odpor vyžarovania nesymetrickej antény je polovičný v porovnaní s ekvivalentnou symetrickou anténou.

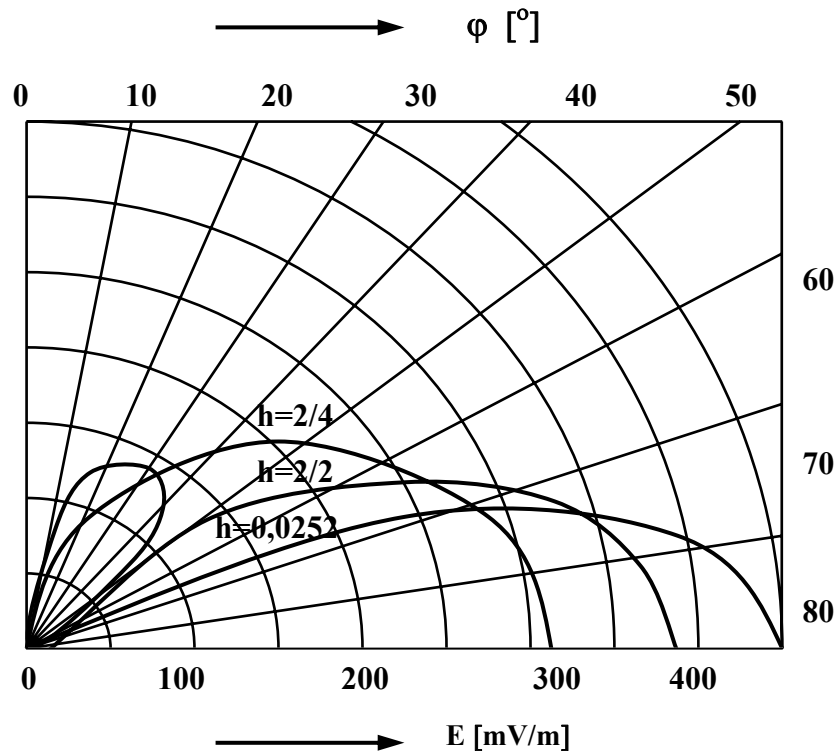


Obr.3.20. Lineárna vertikálna anténa napájaná nesymetricky voči zemi

Intenzitu elektrického poľa možno vyjadriť pomocou vzťahu (3.7) v tvare

$$E_{\Theta} = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{2P}{R_v}} \left[\frac{\cos(kh \cos \Theta) - \cos(kh)}{\sin \Theta} \right] \quad (3.109b)$$

kde sme prúd v anténe vyjadrili pomocou odporu vyžarovania R_v a výkonu privádzaného k anténe P .



Obr. 3.21. Smerové charakteristiky nesymetrickej vertikálnej antény pre jej rôzne výšky

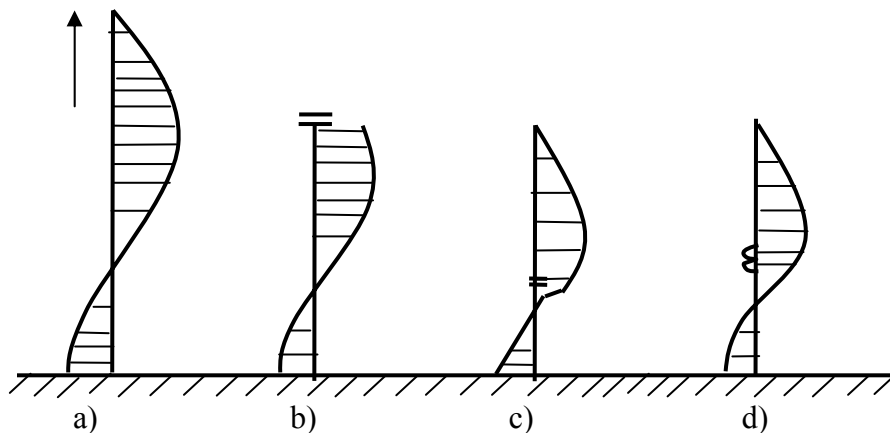
Ak je výška antény h menšia ako $\lambda/2$, anténa má smerovú charakteristiku s jediným lalokom a vyžaruje pozdĺž povrchu zeme (obr. 3.21). Pri zväčšovaní výšky antény h objavuje sa postranný lalok, ktorý však do $h \leq 0,67\lambda$ neprevyšuje hlavný lalok v smere zemského povrchu. Ďalšie zväčšovanie výšky antény spôsobuje zmenšenie vyžarovania pozdĺž zemského povrchu a zväčšovanie postranného laloka. Pre $h = \lambda$ vyžarovanie zemského povrchu je nulová.

3.5. PRÍKLADY LINEÁRNYCH ANTÉN

Lineárne antény sa v praxi veľmi široko používajú pre svoje výhodné vlastnosti a jednoduchú konštrukciu. Pri výbere vhodného typu antény je nutné uvažovať predovšetkým frekvenčné pásmo, v ktorom má anténa pracovať, pretože to rozhoduje o tom, či môžeme použiť anténu s dĺžkou $h \sim \lambda/2$, alebo musíme (z konštrukčných a ekonomických dôvodov) použiť anténu kratšiu ($h \ll \lambda$).

3.5.1. Antény pre dlhé a stredné vlny

V oblastiach vln ($\lambda = 1$ až 10 km) a stredných vln ($\lambda = 100$ až 1000 m), ako to vyplýva i z možnosti šírenia sa týchto vln, je výhodné používať antény, ktorých smerové charakteristiky majú maximum vyžarovania v smere rovnobežnom so zemským povrchom. Ako sme ukázali v kap.3.4, vhodnú smerovú charakteristiku má zvislá lineárna anténa nad zemským povrchom. Vzhľadom na vlnovú dĺžku je prakticky nemožné realizovať anténu s dĺžkou $h \sim \lambda / 2$. Pri kratších anténach však nie je možné bez ďalších opatrení dosiahnuť vysokú účinnosť antény, pretože prúdové rozloženie v anténe má uzol na konci antény. V praxi sa osvedčujú antény, ktoré pri svojej relatívne malej dĺžke h majú v činnej časti pomerne veľké hodnoty prúdu. To sa dosahuje najčastejšie pomocou tzv. kapacitného predĺženia antény. Na obr.3.22 sú porovnané prúdové rozloženia v jednoduchej zvislej lineárnej anténe a v anténach elektricky predĺžených.



Obr.3.22. Prúdové rozloženie zvislých lineárnych antén: a- jednoduchá anténa ,b ,c- kapacitne predĺžené antény, d- indukčne predĺžená anténa

V prípade dlhých vln sa budujú vysielacie anténové stožiare maximálne do výšky $\lambda / 8$. Pri ich návrhu sa objavujú ťažkosti v súvislosti s účinnosťou, schopnosťou vyžiariť väčšie výkony a so šírkou pásma. Z požiadaviek na dlhovlnové antény vyplýva, že sú to obyčajne zvislé vodiče nad zemským povrchom. Hodnota vyžarovacieho odporu takýchto krátkych antén býva $\sim 1 \Omega$ a možno ju vyjadriť približným vzťahom

$$R_v \approx 10(kh)^2 \quad (3.110)$$

Rádovo rovnaké hodnoty však dosahuje i stratový odpor antény, spôsobený napr. malou vodivosťou zeme, konečnou vodivosťou vodičov a izolátorov antény, atď. Pre zvýšenie pomeru vyžarovacieho a stratového odporu(a tým i účinnosti) sa dlhovlnové antény zakončujú kapacitnou reaktanciou. Vyžarovací odpor možno takýmto spôsobom zväčšiť až 5-krát.

Imaginárnu časť vstupnej impedancie možno vyjadriť vzťahom

$$X = -R_c \cot gk(h + b) \quad (3.111)$$

kde b je ekvivalentné predĺženie antény. Pre charakteristickú impedanciu antén v tomto pásme vlnových dĺžok platí približný vzťah

$$R_c \approx 60 \left[\ln \left(\frac{h}{a} \right) - 1 \right] \quad (3.112)$$

Vzhľadom na nepriaznivú hodnotu vstupnej impedancie sa antény pre dlhé a stredné vlny ladia zaradením premennej indukčnosti do série s anténou. Pre vstupnú impedanciu potom platí

$$Z_A = R_A + j[\omega L + R_C \cot gk(h+b)] \quad (3.113)$$

V rezonancii je imaginárna časť Z_A nulová

$$X_A = \omega L - R_C \cot gk(h+b) \quad (3.114)$$

Priebeh reaktancie X_A v okolí rezonančnej frekvencie dostaneme rozložením vzt'ahu(3.114) do Taylorovho rádu

$$X_A(\omega_0 + \Delta\omega) = X_A(\omega_0) + \Delta\omega \frac{dX_A(\omega_0)}{d\omega} + \dots = \frac{\Delta\varpi}{\omega_0} \frac{R_C}{2} \frac{\sin^2 k_0(h+b) + 2k_0(h+b)}{\sin^2 k_0(h+b)} \quad (3.115)$$

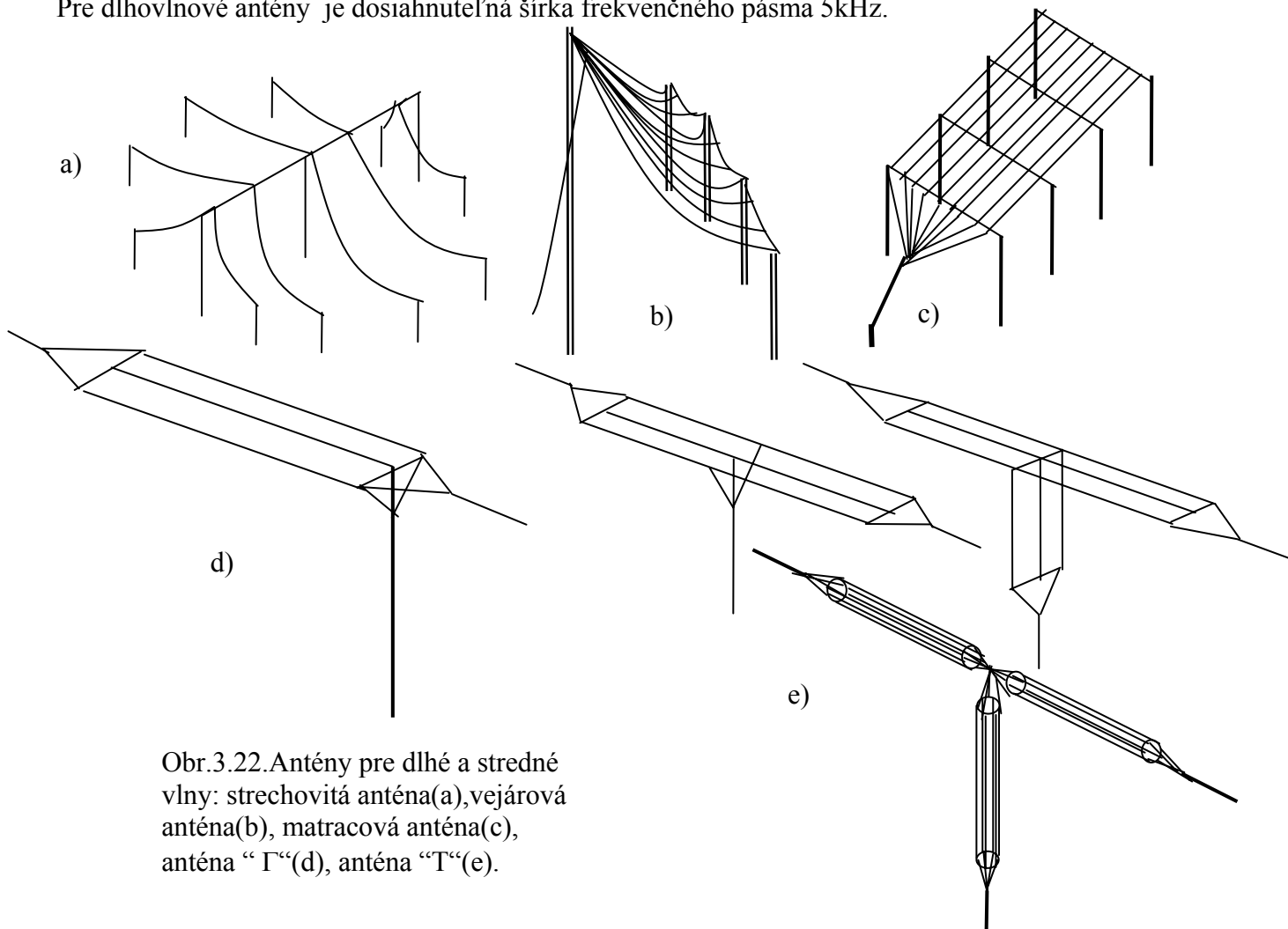
Pomocou vzt'ahu(3.115) možno určiť šírku frekvenčného pásma antény, ktorá sa najčastejšie definuje pre frekvencie, pri ktorých je $|X_A| = R_V$

$$\frac{2\Delta f}{f} = \frac{4R_V}{R_C} \frac{\sin^2 k_0(h+b)}{\sin^2 k_0(h+b) + 2k_0(h+b)} \quad (3.116)$$

Pre dlhé vlny $h+b \ll \lambda$, potom

$$\frac{2\Delta f}{f} \approx \frac{4R_V}{R_C} \frac{k_0(h+b)}{4} = 2\pi \frac{R_V}{R_C} \frac{(h+b)}{\lambda} \quad (3.117)$$

Pre dlhovlnové antény je dosiahnuteľná šírka frekvenčného pásma 5kHz.



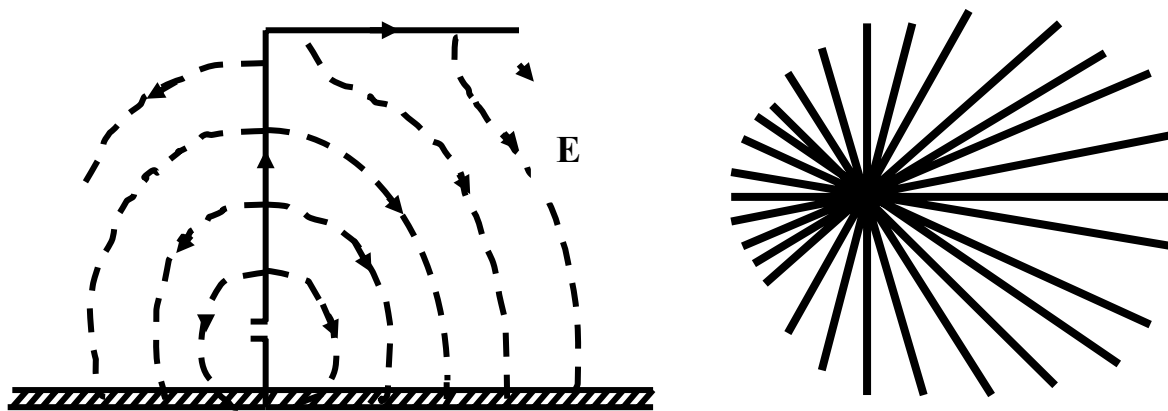
Obr.3.22. Antény pre dlhé a stredné vlny: strechovitá anténa(a), vejárová anténa(b), matracová anténa(c), anténa "Γ"(d), anténa "T"(e).

Ďalším dôležitým parametrom, ktorý je nutné uvažovať pri návrhu vysielacích antén pre dlhé a stredné vlny, je maximálne dovolené napätie v napájacom bode antény

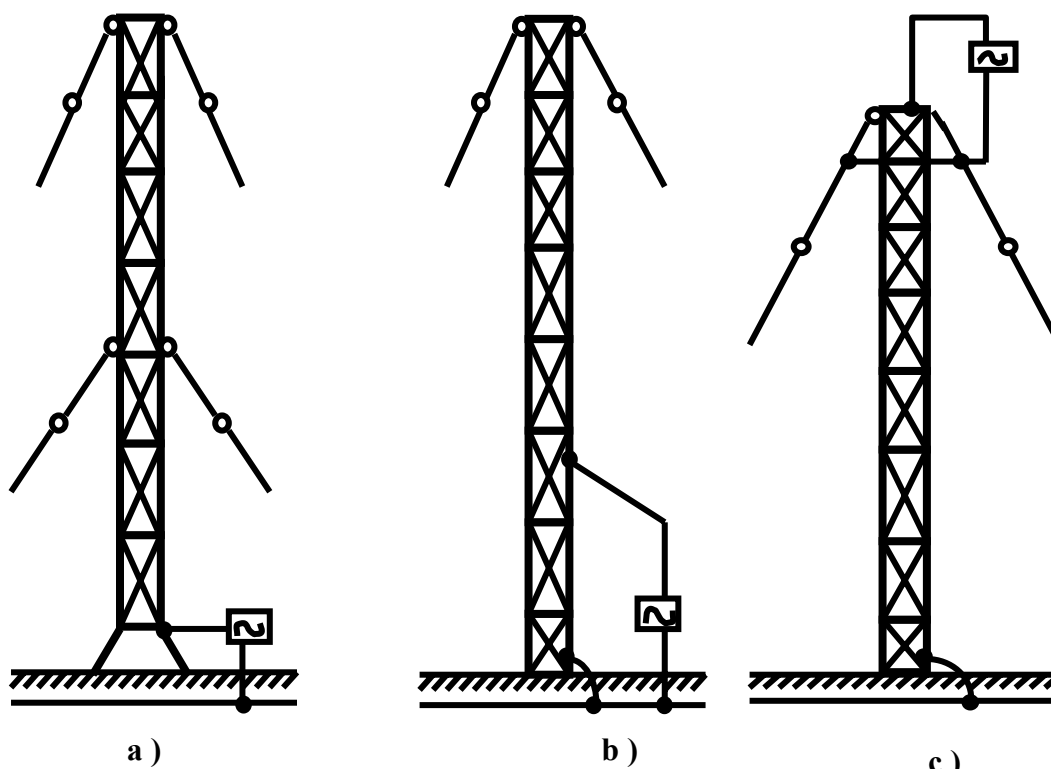
$$U_A = \frac{I_A}{\omega C} = \frac{\sqrt{R_V P}}{\omega C} = \frac{\lambda}{40h} \sqrt{P_V} \quad (3.118)$$

Príklady často používaných konštrukcií antén pre dlhé a stredné vlny sú na obr.3.23. Vrcholová kapacita sa najčastejšie realizuje pomocou vodorovných vodičov.

Straty v anténe sú prakticky určené stratami v nedokonale vodivej zemi. NA zníženie stratového odporu sa preto tesne pod povrch zeme umiestňuje sústava radiálnych vodičov(uzemňovacia sústava), ktorá vlastne tvorí súčasne antény. Čím je počet vodičov väčší a čím je väčšia ich dĺžka, tým menšia časť prúdov preteká nedokonale vodivou zemou a tým je väčšia účinnosť antény. Na obr.3.24 je príklad uzemňovacej sústavy a zapojenie antény "Γ".



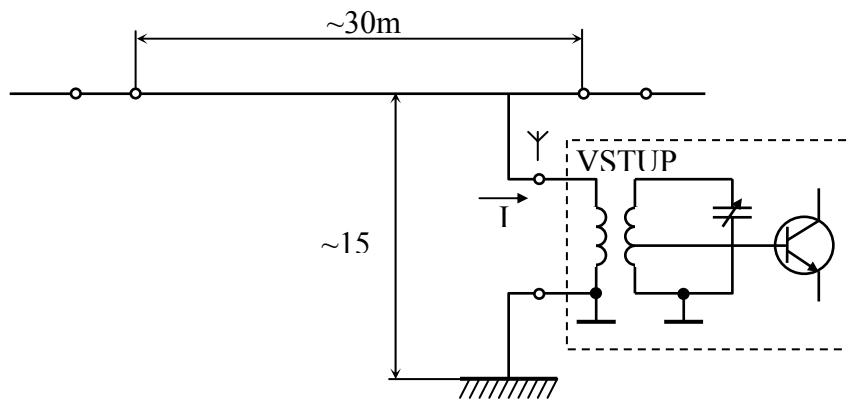
Obr. 3. 24. Uzemňovacia sústava antény tvaru "Γ"



Obr. 3. 25. Napájanie stožiarových antén pre stredné vlny:
a – stožiar s izolátorom, b, c – uzemnené stožiare

V pásme stredných vln sa ako vysielacie antény často používajú unipóly realizované ako oceľové prihradové stožiare, ktoré sú izolované od zeme (obr.3.25a), alebo sú napájané podľa obr.3.25b,c.

Požiadavky na prijímacie antény pre dlhé a stredné vlny sú podstatne menšie ako na vysielacie antény. Napr. nie je potrebné riešiť problémy spojené so spracovaním veľkých výkonov a s tým súvisiacich vysokých napätí. Podobne ani ich účinnosť nemusí byť veľká. Prijímacie antény pre dlhé a stredné vlny sa preto najčastejšie realizujú ako jednoduché antény tvaru "T" alebo "Γ", ako je to znázornené na obr.3.26, kde je uvedený i príklad zapojenie vstupného obvodu prijímača.



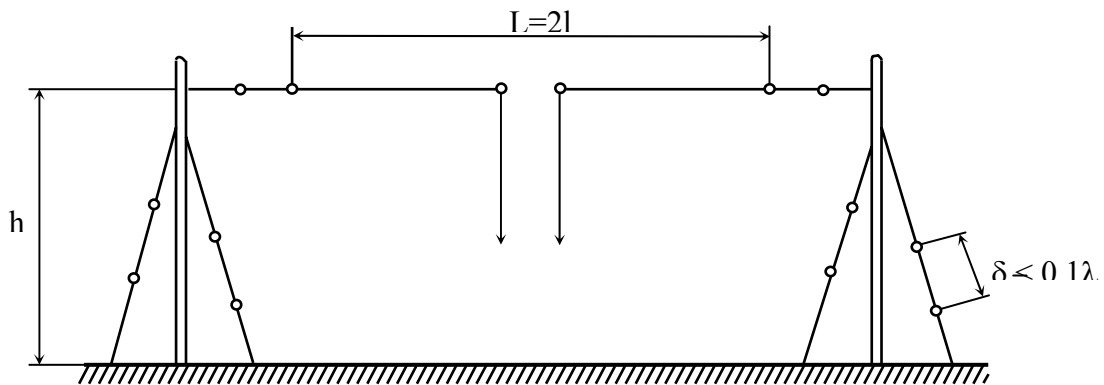
Obr.3.26. Zapojenie prijímacej antény pre dlhé a stredné vlny

3.5.2. Antény pre krátke a veľmi krátke vlny

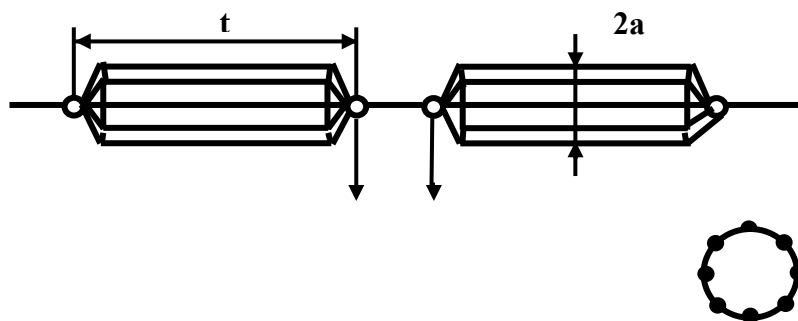
V oblastiach krátkych vln ($\lambda = 100\text{m}$ až 10m) a veľmi krátkych vln ($\lambda = 10\text{m}$ až 10 cm) sa využívajú rôzne mechanizmy šírenia sa elektromagnetických vln. Všeobecné požiadavky na antény možno preto charakterizovať nasledovne:

1. Vzhľadom na časté využívanie odrazu elektromagnetických vln od ionosféry, antény majú smerovú charakteristiku s hlavným lalokom, ktorý zviaza s povrchom zeme vhodný elevačný uhol.
2. V prípade smerových spojov sa vyžaduje pomerne malá šírka zväzku v horizontálnej rovine.

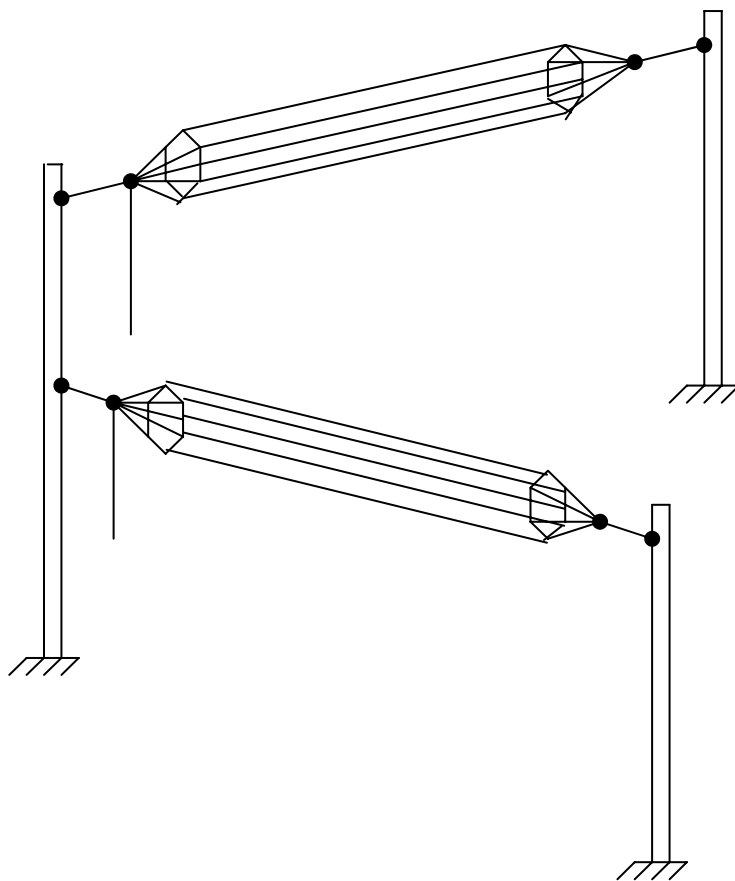
Tieto požiadavky možno ľahšie splniť s využitím horizontálne polarizovaných elektromagnetických vln. Pretože vlnová dĺžka krátkych a veľmi krátkych vln umožňuje realizovať antény s porovnateľnými rozmermi, najčastejšie sa používajú symetrické horizontálne (ale aj vertikálne) polvlnové dipóly. Na obr.3.27 je znázornená konštrukcia horizontálneho symetrického dipólu pre krátke vlny. Výška dipólu nad zemským povrchom H je 30° až 50° . V prípade, keď je potrebné zväčšiť šírku frekvenčného pásma antény, používajú sa dipóly vytvorené z paralelných tenkých vodičov (obr.3.28), tzv. širokopásmové dipóly.



Obr.3.27. Horizontálny jednoduchý dipól pre krátke vlny



Obr. 3. 28. Širokopásmový dipól

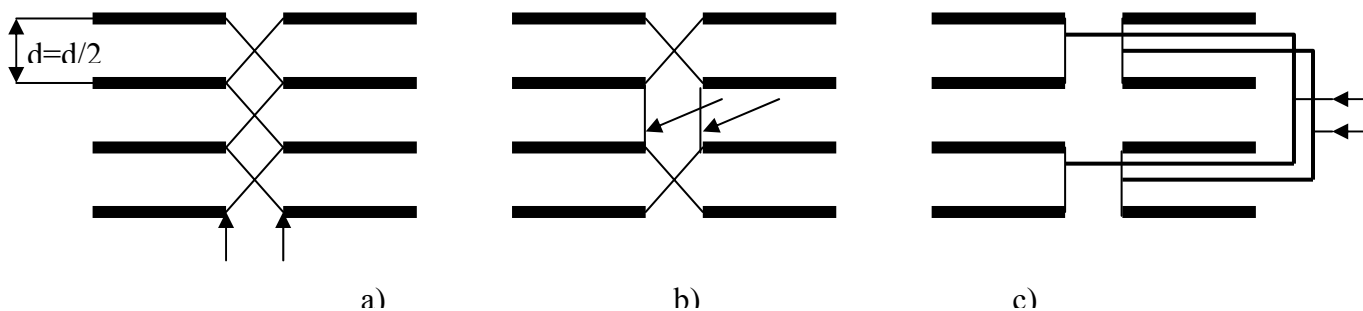


Obr.3.29.Kvadrantová anténa

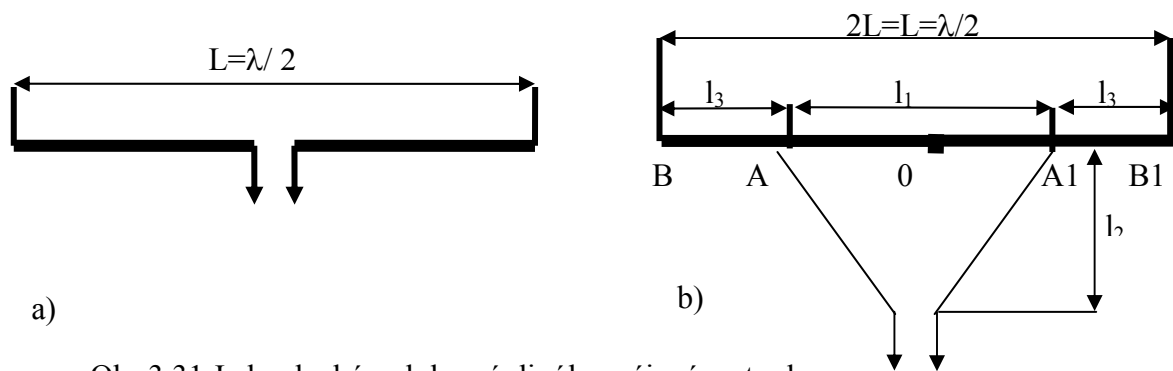
V niektorých prípadoch je potrebné realizovať anténu s kruhovou smerovou charakteristikou v horizontálnej rovine. Vtedy sa používa tzv. kvadrantová anténa, ktorá vznikne z horizontálneho dipólu sklonením jeho ramien pod uhlom 90° (obr.3.29).

Pre zväčšenie energetického zisku sa dipóly (predovšetkým v oblasti krátkych vln) často združujú do anténových sústav, tzv. stien. Dipóly sú napájané súfázovo (obr.3.30). Výhodou dipólových stien je úzka smerová charakteristika.

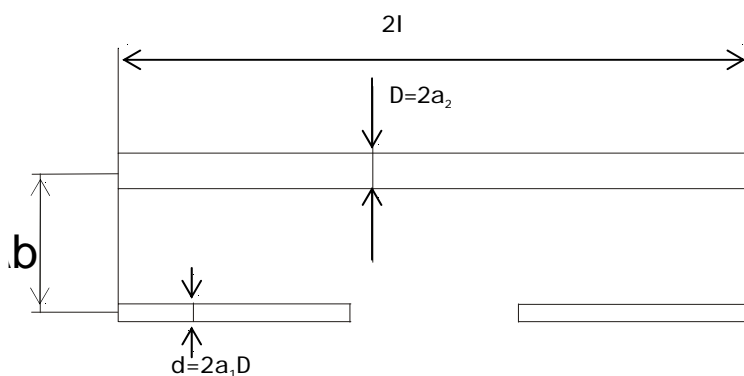
Zvláštnosťou antén pre veľmi krátke vlny je, že sú umiestnené v relatívne veľkej výške H , preto ich možno považovať za bodové zdroje. Najjednoduchšou a najčastejšie používanou anténou v oblasti veľmi krátkych vln je polvlnový horizontálne (zriedka vertikálne) polaryzovaný symetrický dipól (obr.3.31) Pretože jeho vstupná impedancia sa líši od normalizovanej vlnovej impedancie symetrických napájacích vedení (300Ω), tento dipól možno jednoducho impedančne prispôbiť využitím tzv. bočného napájania (obr.3.31b)



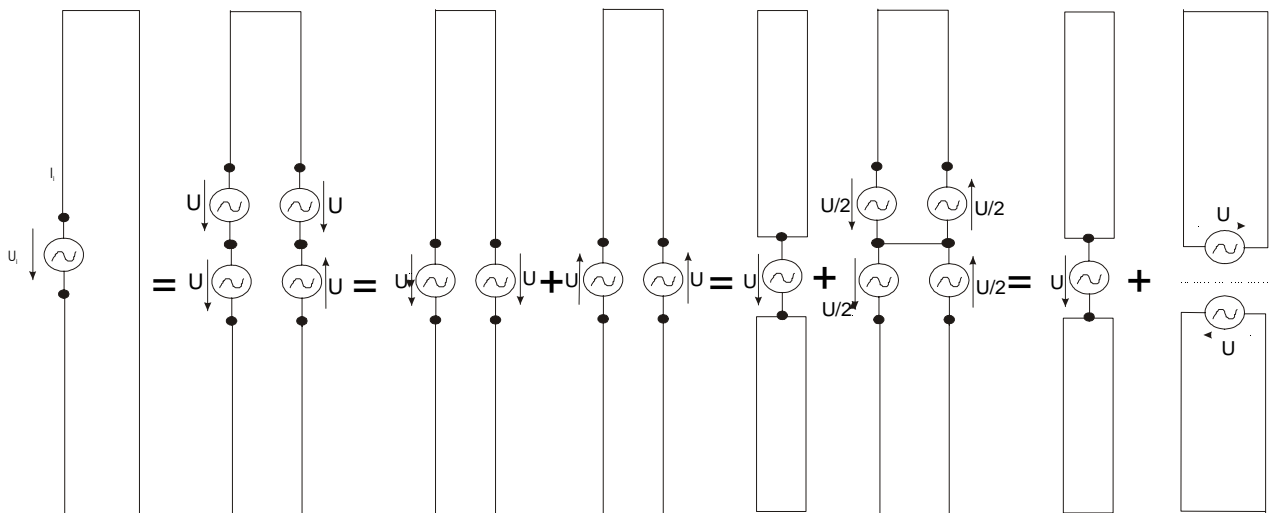
Obr.3.30.Jednoduché súfázové dipólové steny



Obr.3.31. Jednoduchý polvlnový dipól napájaný v strede (a) a pomocou bočného zapojenia (b)



obr. 3.32. skladaný dipól



Obr. 3.33. K odvodeniu vstupnej impedancie skladaného dipólu

Veľmi často sa používajú tzv. skladaný dipól (obr.3.32), ktorý slúži najčastejšie ako aktívny prvok Yagiho antén. Skladá sa z dvoch dipólov na konci spojených. Priemery obidvoch ramien môžu byť rovnaké, ale môžu sa aj líšiť. Impedančné vlastnosti skladaného dipólu možno analyzovať pomocou transformácie napájacieho zdroja podľa obr.3.33. Predpokladajme, že priemery obidvoch ramien dipólu sú rovnaké. Pôvodný generátor najprv nahradíme dvoma generátormi zapojených do série. V prvom ramene sa ich svorkové napätia

sčítajú, v druhom odčítajú. Pôsobením každého generátora prechádza vodičmi prúd. Výsledné elektrické pole týchto prúdov na základe princípu superpozície možno nahradiť poľom dvoch súmiesnych antén s generátormi podľa ďalšej časti obrázka. Prúdy prechádzajúce vodičmi prvej antény majú súhlasný smer, v druhej anténe majú smer opačný. Svorky prvej antény majú súhlasné napätie, preto môžu byť spojené paralelne. Pri druhej anténe, ktorá má generátory s opačnou polaritou, je nulový potenciálový rozdiel v stredoch generátorov. Pozdĺž tejto spojnice môžu byť obidve ramená od seba oddelené, čím dostaneme poslednú časť obrázka, kde je skladaný dipól nahradený dvoma útvarmi: prvý sa skladá z dvoch vodičov vo vzdialenosti b paralelne spojených a napájaných generátorom, druhý sa skladá z dvoch úsekov dvojvodičového vedenie na konci skratovaného. Na základe obr.3.33 platí

$$U_i = 2U \quad , \quad I_i = I_s + I_a \quad (3.119)$$

Vstupná admitancia skladaného dipólu je

$$Y_i = \frac{I_i}{U_i} = \frac{I_s + I_a}{2U} \quad (3.120)$$

Prúdy I_s a I_a vyjadríme pomocou admitancií obidvoch útvarov. Prvý útvar pracuje ako jednoduchý symetrický dipól s dĺžkou $2l$ a ekvivalentným polomerom $a_1 = \sqrt{ab}$, kde a je polomer vodičov dipólu. Jeho vstupná admitancia je

$$Y_s = \frac{2I_s}{U} \quad (3.121)$$

Dvojvodičové vedenie na konci skratované má vstupnú admitanciu

$$Y_a = -jY_c \cot gkl = \frac{I_a}{U} \quad (3.122)$$

kde $Y_c = 1/R_c = [120 \ln(b/a)]^{-1}$ je vlnová admitancia dvojvodičového vedenie. Zo vzťahov (3.121) a (3.122) dostaneme

$$Y_i = \frac{Y_s}{4} + \frac{Y_a}{2} \quad (3.123)$$

Vstupná admitancia skladaného dipólu tvorí štvrtina vstupnej admitancie ekvivalentného dipólu a polovica vstupnej admitancie dvojvodičového vedenia. Pre polvlnový dipól ($kl = \pi/2$) je $Y_a = 0$ a

$$Y_i = \frac{Y_s}{4} \quad (3.124)$$

t. j. vstupná impedancia skladaného dipólu je štvornásobná v porovnaní so vstupnou impedanciou ekvivalentného jednoduchého dipólu.

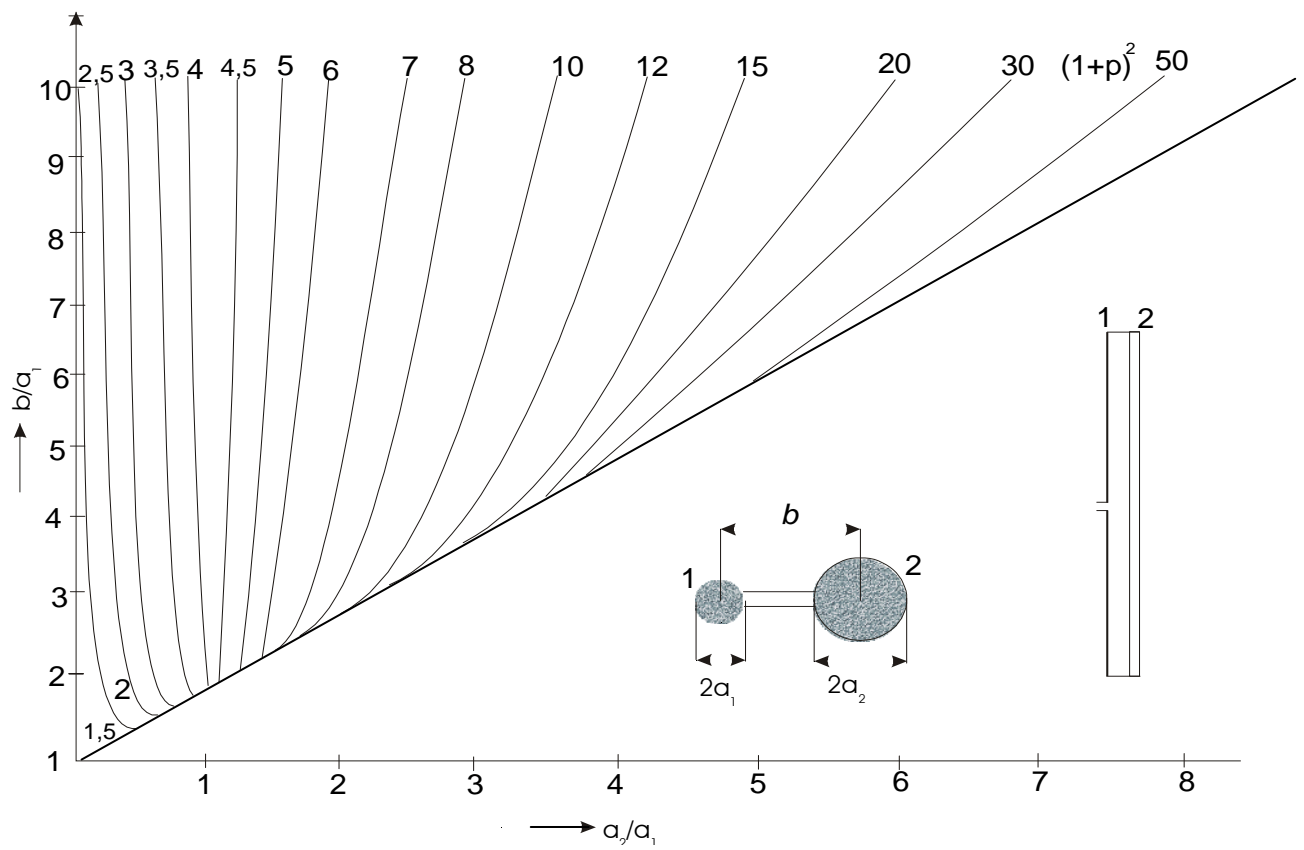
Analogickým postupom možno obnoviť vzťah pre vstupnú impedanciu skladaného dipólu z vodičov nerovnakého priemeru

$$Z_i = Z_s (1 + p)^2 \quad (3.125)$$

kde

$$p = \frac{\log(b/a_1)}{\log(b/a_2)} \quad \text{pre } a_1, a_2 < b \quad (3.126)$$

Impedančný prevod podľa vzťahu(3.125) možno vykonať aj použitím diagramu na obr.3.34.



Obr.3.34. Diagram impedančného prevodu pre skladaný dipól