

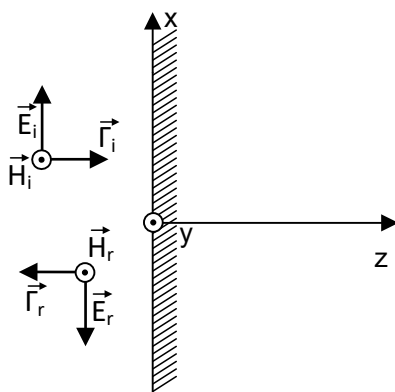
3 Stojeći talas

Izučićemo sada praktično važan i prost slučaj refleksije ravanskog talasa sa savršeno provodne ravni. Posmatrajmo prostoperiodični ravanski talas sa komponentama

$$E_i = E_{0i} \cos(\omega t - \beta z + \theta_i) \quad (61)$$

$$H_i = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_{0i} \cos(\omega t - \beta z + \theta_i) \quad (62)$$

Koji pada pod pravim uglom na beskonačno ravnu površinu savršenog provodnika (ravan $z = 0$)



Kao što znamo, unutar savršenog provodnika ne može egzistirati promenljivo elektromagnetno polje, pa će se upadni talas savršeno reflektovati od provodne ravni. Kako resultantno električno polje, kao tangencijalno, mora na površini biti jednako nuli smjer reflektovanog električnog polja je suprotan incidentalnom električnom polju. Budući da se reflektovano polje prostire u pravcu z – ose, ono je opisano relacijom:

$$E_r = E_{0r} \cos(\omega t - \beta z + \theta_r) \quad (63)$$

Kako za $z = 0$ mora biti $E_r + E_i = 0$ slijedi da mora biti $E_{0r} = E_{0i}$ i $\theta_r = \theta_i - \pi$ te je:

$$E_r = -E_{0i} \cos(\omega t - \beta z + \theta_i) \quad (64)$$

Sada je resultantno električno polje:

$$E = E_i + E_r = E_{0i} (\cos(\omega t - \beta z + \theta_i) - \cos(\omega t + \beta z + \theta_i)) \quad (65)$$

Što se svodi na oblik

$$E = 2E_{0i} \sin \beta z \sin(\omega t + \theta_i) \quad (66)$$

Amplituda električnog polja se mijenja po zakonu:

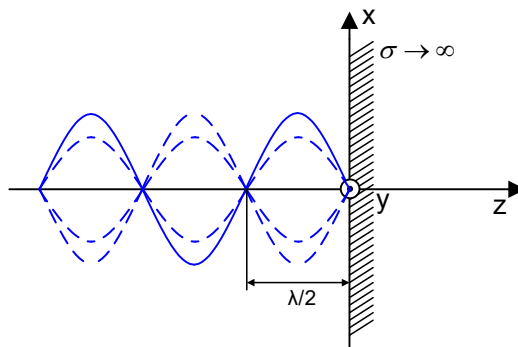
$$2E_{0i} \sin \beta z \quad (67)$$

Kako je $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ (za idealni dielektrik) očigledno je da u ravni $z = -n\frac{\lambda}{2}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) važi da je

$$\sin \beta z = \sin \frac{2\pi n\lambda}{\lambda 2} = 0 \quad (68)$$

Tj. Intenzitet električnog polja je jednak nuli. Ova mjesta se zovu čvorna mjesta i ona su udaljena jedna od drugog za $\lambda/2$. U ravnima $z = -(2n+1)\frac{\lambda}{4}$ nalaze se maksimumi električnog polja.

Radi jednostavnosti, pretpostavićemo da je $\theta_i = 0$ i nacrtati kako se prostorno mijenja električno polje u nekoliko vremenskih trenutaka $t = 0; T/8; T/4$



Električno polje između dvije čvorne tačke ima istu fazu, dok se pri prolasku kroz čvorno mjesto faza skokovito mijenja za $\pm\pi$ (tj. Polje mijenja znak).

Kako električno polje pri nailasku na savršeno provodnu ravan mijenja fazu za π , magnetno polje mora ostati u pravcu +y ose da bi Poyntingov vektor reflektovanog talasa bio u pravcu -z ose. Prema tome magnetno polje zadržava istu fazu, pa je za reflektovani talas ono:

$$H_r = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{0i} \cos(\omega t - \beta z + \theta_i) \quad (69)$$

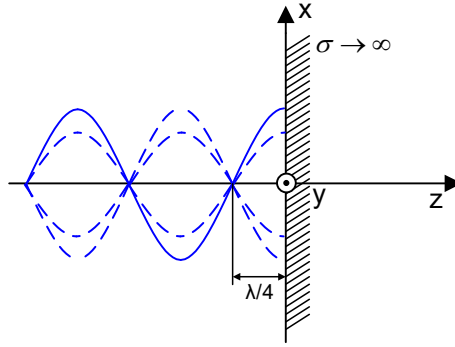
Rezultantno magnetno polje je sada:

$$H = H_i + H_r = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{0i} [\cos(\omega t - \beta z + \theta_i) + \cos(\omega t + \beta z + \theta_i)] \quad (70)$$

Tj:

$$H = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{0i} \cos \beta z \cos(\omega t + \theta_i) \quad (71)$$

Vidi se da magnetno polje ima čvorna mjesta za $z = -(2n+1)\frac{\lambda}{4}$, a maksimum za $z = -\frac{n\lambda}{2}$



Ovakav elektromagnetni talas čije se komponente anuliraju u strogo određenim tačkama u svakom trenutku zove se STOJEĆI TALAS.

Komponente stojećeg talasa mijenjaju se u vremenu po zakonu $\sin(\omega t + \theta_1)$ i $\cos(\omega t + \theta_1)$. Tj. Fazno su pomjerene za $\pi / 2$, pa je srednja vrijednost Poyntingovog vektora u toku jedne periode jednaka nuli. To znači da stojeći talas ne prenosi elektromagnetnu energiju u pravcu normalnom na ekvifazne ravni već se ostvaruje neprestana transformacija energije električnog polja u energiju magnetnog polja.

Ako bi uzeli realnu, dobro provodnu ravan, koja ima veliku, ali konačnu provodnost, elektromagnetni talas prodire na malu dubinu unutar ravni, pa se na površini ravni javljaju džulovi gubici. U ovom slučaju nemamo idealan stojeći talas već imamo smanjenje elektromagnetne energije od izvora ka provodnoj ravni, tj talas bi od izvora prenosi elektromagnetnu energiju koja je jednaka toplotnim gubicima u ravni.

4 Prostiranje talasa u jonosferi

Gornji slojevi atmosfere (otprilike između 50 i 500km iznad Zemlje) predstavljaju jonosferu, koja se sastoji od prorijeđenih jonizovanih gasova. Jonizovanje gasova nastaje pod uticajem ultraljubičaste sunčeve svjetlosti, X i γ zraka itd. Već na 50km gustina elektrona je takva da utiče na prostiranje elektromagnetnog (radio) talasa. Ona se nepravilno mijenja sa visinom i bitno zavisi od doba dana, doba godine i sunčeve aktivnosti. Uobičajeno je da se jonosfera prikazuje u 4 sloja različite koncentracije elektrona (D, E, F₁ i F₂). jonizovana sredina bitno utiče na radio komunikacije sa objektima iznad nje (sateliti ...), ali, takođe i na komunikaciju između dvije tačke na samoj Zemlji (pod određenim uslovima talasi se reflektuju od jonosfere i vraćaju ka Zemlji).

Posmatrajmo homogen jonizovan gas sa N' čestica po jedinici zapremine. Zanemarićemo uticaj zemljinog magnetnog polja i uticaj sudara čestica molekulima vazduha. Ako se ovakav gas izloži dejstvu prostoperiodičnog električnog polja $E = E_0 \cos \omega t$, to polje ima dvojako dejstvo. Na slobodna naelektrisanja će djelovati silom $F = g \cdot E = g \cdot E_0 \cos \omega t$ pa će kretanje tih čestica biti određeno jednačinom:

$$\frac{dv}{dt} = g \frac{E_0}{m} \cos \omega t \Rightarrow \quad (72)$$

$$v = \frac{g \cdot E_0}{\omega m} \sin \omega t + v_0 \quad (73)$$

$$m \cdot a = g \cdot E \Rightarrow a = \frac{g \cdot E_0 \cos \omega t}{m} \quad (74)$$

Uzimajući da je $v_0 = 0$, imamo struju (kondukciju)

$$J = \rho \cdot v = N' g \cdot v = \frac{N' g^2 E_0}{\omega m} \sin \omega t \quad (75)$$

Ova struja je induktivnog karaktera.

Pored konduktivne struje postoji i struja pomjeraja:

$$J_p = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = -\varepsilon_0 E_0 \omega \sin \omega t \quad (76)$$

Pa je ukupna struja u jonizovanoj sredini

$$J_{tot} = J + J_p = -\omega \left(\varepsilon_0 - \frac{N' g^2}{\omega^2 m} \right) E_0 \sin \omega t \quad (77)$$

Odavde slijedi da prisustvo naelektrisanih čestica dovodi do prividnog smanjenja dielektrične konstante sredine:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{N' g^2}{\omega^2 m} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{N' g^2}{\varepsilon_0 \omega^2 m} \right) \quad (78)$$

Pošto naelektrisanje ulazi sa drugim stepenom jasno je da znak naelektrisanja ne utiče na vrijednost dielektrične konstante. Međutim, pošto je masa u imeniocu, uticaj elektrona je mnogo veći od uticaja pozitivnih jona, pa ćemo samo elektrone uzimati u obzir.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_c^2}{f^2} \right) \quad (79)$$

Gdje je $f_c = \sqrt{\frac{N' g^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m}} = \sqrt{80,5 N'}$ kritična frekvencija.

Fazna brzina talasa u jonosferi je:

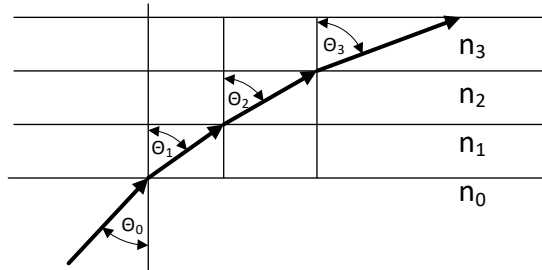
$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_c^2}{f^2} \right)}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}}} \quad (80)$$

Ako je $f < f_c$ fazna brzina postaje imaginarna, što znači da se talas sa ovakvom frekvencijom ne može prostirati kroz jonizovanu sredinu. Ovakav talas biva reflektovan od jonosfere. Otuda ultrakratki i mikrotalasi kod kojih je frekvencija znatno veća od f_c , prolaze nesmetano kroz jonosferu.

Indeks prelamanja jonosfere se može izraziti kao:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}} \quad (81)$$

Veličine ε_r , v_φ , n zavise bitno do frekvencije talasa, što nije bio slučaj kod idealnog dielektrika. Ovakve sredine se nazivaju disperzivne.



Aproksimirajmo jonosferu sa nizom slojeva različite gustine elektrona

Na granici svakog od slojeva Drugi Snelov zakon daje

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = \dots = n_k \sin \theta_k = \text{const.} \quad (82)$$

Kako je $n_0 = 1$ slijedi

$$n_k \sin \theta_k = \sin \theta_0 \quad (83)$$

Ili, ako se jonosfera posmatra kao kontinuum, onda je u svakoj njenoj tački

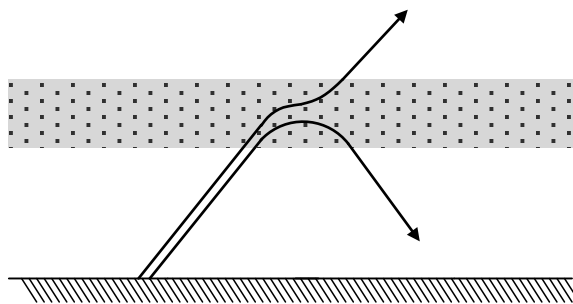
$$n \sin \theta = \sin \theta_0 \quad (84)$$

Kako je $n = \sqrt{1 - \frac{80,5N'}{f^2}}$ to pri prodiranju u jonosferu, zbog toga što N' raste, indeks prelamanja n opada, tj θ raste, putanja talasa je konkavna prema Zemlji. Ovo će se dešavati zavisno od upadnog ugla θ_0 , sve dok tangenta na putanju ne postane paralelna Zemlji ($\theta = 90^\circ$). Tada je

$$n_t \sin \theta_t = n_t = \sin \theta_0 \quad (85)$$

Tada trajektorija počinje simetrično da se povija prema Zemlji, tj talas se reflektuje i ne može se probiti kroz jonosferu.

Međutim, pri višim učestanostima može se desiti da se ovaj uslov ne ostvari prije dostizanja maksimalne koncentracije (N'). Tada n počinje da raste, a trajektorija se povija u suprotnu stranu i talas prodire kroz jonosferu da bi po izlasku iz nje putanja bila paralelna putanji talasa prije ulaska u jonosferu.



5 Parametri antena

Parametri antena su karakteristične veličine koje opisuju glavna svojstva antena i ostaju nepromijenjeni bez obzira da li se antena koristi za slanje ili prijem elektromagnetskih talasa.

Glavni parametri su: dijagram zračenja, polarizacija, snaga zračenja, otpornost zračenja, direktivnost ili koeficijent usmjerenosti, dobitak, efektivna površina (ili dužina), stepen korisnog dejstva, širina glavnog snopa zračenja, impedansa, temperatura šuma i ostale električne i mehaničke karakteristike.

5.1 Dijagram zračenja

(*Radiation Pattern-Antenna Pattern*) je u najopštijem slučaju grafička predstava osobina zračenja antene u funkciji prostornih koordinata (r, θ, φ) . Proučavanjem pojava zračenja dolazi se do zaključka da je polje zračenja antene u dalekoj zoni opisano sledećom relacijom:

$$A \frac{e^{-j\beta r}}{r} \vec{F}(\theta, r) \quad (86)$$

gdje je A konstantana srazmjernosti i za nju se obično usvaja vrijednost $A = j \frac{Z_c}{2\pi}$ (u vakumu $A = j60$).

Osobine polja zračenja zavise od rastojanja kao funkcija $\frac{e^{-j\beta r}}{r}$, tj. amplituda polja je obrnuto srazmjerna rastojanju, a faza polja opada linearno sa rastojanjem. Ovakva zavisnost je ista za sve antene bez obzira na njihov oblik. Funkcija $\vec{F}(\theta, \varphi)$ daje zavisnost polja od pravca (θ, φ) i različita je za razne antene, pa se naziva karakteristična funkcija zračenja antene. Grafička predstava karakteristične funkcije značenja antene u dalekoj zoni zračenja se zove dijagram zračenja intenziteta polja. Budući da se iz dijagrama zračenja ne vidi polarizacija, najčešće se daje dijagram za dvije komponente električnog polja (E_θ, E_φ) i fazni pomjeraj jedne komponente u odnosu na drugu. Kako je snaga proporcionalna kvadratu jačine polja, iz dijagrama polja se lako dobija dijagram snaga. Kod antena sa

linijskom polarizacijom dijagrami zračenja se obično daju u dvijema ravnima, jednoj u kojoj leži vektor električnog polja (E-ravan) i drugoj u kojoj leži vektor magnetnog polja (H-ravan).

5.2 Snaga zračenja

Sferni talas koji zrači antena nosi izvjesnu energiju (razumije se, ta energija se dobija iz izvora na koji je antena priključena). Srednja snaga transformacije energije izvora u energiju talasa najlakše se izračunava pomoću Pointigove teoreme. Električno i magnetno polje u zoni zračenja, kao što je prethodno rečeno, su međusobno normalni i ako je sredina bez gubitaka u fazi. Kompleksni Pointigov vektor u zoni zračenja je dat relacijom:

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{|E|^2}{Z_c} i \vec{r} = \frac{Z_c}{4\pi^2} \frac{I^2}{r^2} |F(\theta, \varphi)|^2 \vec{i}_r \quad (87)$$

Pointigov vektor predstavlja površinsku gustinu snage zračenja, tj. snagu zračenja po jedinici površine sfere koja prolazi kroz posmatranu tačku. U zoni zračenja Pointigov vektor je obrnuto proporcionalan kvadratu rastojanja r . Ukupna snaga zračenja se može odrediti kao realni dio fluksa Pointigovog vektora kroz površ koja obuhvata antenu:

$$P_z = \text{Re} \left\{ \oint_s \vec{P} d\vec{s} \right\} = \frac{Z_c}{4\pi^2} I^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |F(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (88)$$

Ukoliko je karakteristična funkcija zračenja rotaciono simetrična (ne zavisi od φ) izraz za snagu se pojednostavljuje i glasi:

$$P_z = \frac{Z_c}{2\pi} I^2 \int_0^\pi |F(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \quad (89)$$

5.3 Otpornost zračenja

Iz relacije (88) se vidi da je snaga zračenja proporcionalna kvadratu referentne struje. Koeficijent srazmjernosti ima dimenziju otpornosti i zove se otpornost zračenja.

$$P_z = R_z I^2 \quad (90)$$

U opštem slučaju, na osnovu relacija (88) i (90) slijedi da je:

$$R_z = \frac{Z_c}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |F(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (91)$$

U slučaju rotaciono simetrične antene glasi:

$$R_z = \frac{Z_c}{2\pi} \int_0^\pi |F(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \quad (92)$$

Otpornost zračenja se ne smije porediti sa termogenom otpornošću, koja karakteriše pretvaranje elektromagnetne energije u toplotu. Ona karakteriše pretvaranje jednog vida elektromagnetne energije (vođenog elektromagnetnog talasa) u energiju slobodnog

elektromagnetskog talasa. Ukoliko je otpornost zračenja data u odnosu na struju napajanja, ona čini dio ulazne otpornosti antene. Drugi dio ulazne otpornosti čini otpornost gubitaka, koji karakterišu snagu Džulovih gubitaka u anteni. Prema tome, ulazna otpornost antene je jednaka zbiru otpornosti zračenja i otpornosti gubitaka.

$$R_e(Z_{ul}) = R_{ul} = R_{zo} + R_{go} \quad (93)$$

5.4 Stepen korisnog dejstva

Ukupna aktivna snaga koja se dovodi na priključke antene se sastoji od snage zračenja i snage gubitaka usled Džulovog efekta u provodnicima antene.

$$P_o = (R_{zo} + R_{go}) I_o^2 \quad (94)$$

Pošto je kod antena korisna samo izračena snaga, koeficijent korisnog dejstva se definiše kao:

$$\eta = \frac{P_z}{P_o} = \frac{R_z}{R_z + R_g} = \frac{1}{1 + \frac{R_g}{R_z}} \quad (95)$$

Na osnovu relacije (95) slijedi da otpornost zračenja treba da bude što veća u odnosu na otpornost gubitaka. U praksi je stepen korisnog dejstva između 50% i 70%, a vrlo česte su i vrijednosti vrlo blizu 100%.

5.5 Direktivnost ili koeficijent usmjerenosti

Direktivnost je veličina koja karakteriše usmjerenost dijagrama zračenja antene. Definiše se kao odnos između gustine snage u posmatranom pravcu i srednje gustine snage na fiksiranoj udaljenosti od antene.

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_r}{P_{r \text{ srednje}}} = \frac{Z_c}{\pi R_z} F^2(\theta, \varphi) \quad (96)$$

za vakuum:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{120 F^2(\theta, \varphi)}{R_z} \quad (97)$$

Ovako definisana direktivnost je funkcija pravca i opisuje stepen koncentracije zračenja u posmatranom pravcu. Najčešće se direktivnost definiše za pravac maksimalnog zračenja:

$$D_{max} = \frac{120 F_{max}^2}{R_z} \quad (98)$$

Direktivnost antene koja bi u svim pravcima jednako zračila je $D = 1$. Takva antena se zove izotropni radijator i ne postoji u stvarnosti, ali se koristi pri matematičkom opisivanju svojstava antene. Direktivnost antene se sada može shvatiti kao veličina koja kazuje koliko puta ukupna zračena snaga izotropnog radijatora mora biti veća od ukupne zračene snage

posmatrane antene da bi se sa izotropnim radijatorom na određenoj udaljenosti postigla jednaka gustina snage što je ima posmatrana antena.

5.6 Dobitak (Power Gain)

Dobitak antene se definiše kao odnos intenziteta zračenja antene u nekom pravcu i maksimalnog intenziteta zračenja referentne antene, pod uslovom da se obje antene napajaju istom snagom. Ovako definisan dobitak je takođe funkcija pravca, ali se mnogo češće daje samo njegova maksimalna vrijednost. Kao referentna antena se obično koristi onaj tip antene koji je u datom frekventnom području najlakše realizovati. U UKT području to je polutalasni dipol, u kratkotalasnom i srednjetalasnom području je to Hercov dipol, a u mikrotalasnom području se najčešće kao referentna antena uzima izotropni radijator.

Pri određivanju dobitka uzima se u obzir ne samo prostorna raspodjela zračene snage nego i gubitak snage zbog desipacije u samoj anteni. U slučaju da je referentna antena izotropni radijator bez gubitaka, dobitak je dat relacijom:

$$\sigma_{A/iz} = \eta D \quad (99)$$

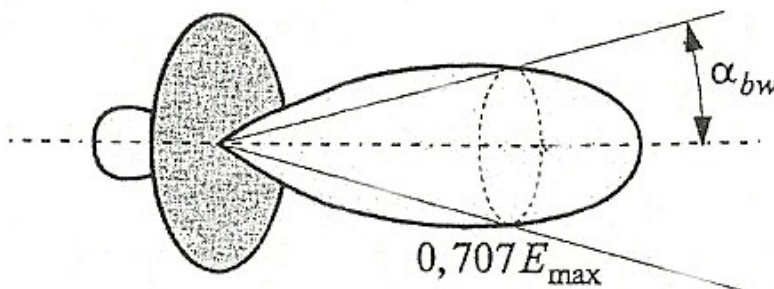
Na osnovu relacije (99) slijedi da se dobitak u odnosu na izotropni radijator dobija množenjem direktivnosti stepenom korisnog dejstva antene. Kod antena sa malim gubicima dobitak u odnosu na izotropni radijator je praktično jednak direktivnosti. Međutim, kod antena sa velikim gubicima (antene sa superusmjerenošću) direktivnost može biti velika, a dobitak vrlo mali, čak manji od jedinice.

Ako se kao referentna antena koristi neka druga antena, a ne izotropni radijator, dobitak u odnosu na tu antenu se dobija kada se dobitak u odnosu na izotropni radijator podijeli sa dobitkom referentne antene u odnosu na izotropni radijator.

$$\sigma_{A/ref} = \frac{\sigma_{A/iz}}{\sigma_{ref/iz}} \quad (100)$$

5.7 Širina glavnog snopa zračenja

Širina glavnog snopa zračenja je karakteristika koja se definiše kod jako usmjerenih antena. To je ugao između pravaca na kojima intenzitet zračene snage opadne na polovinu maksimalne vrijednosti, odnosno polje E na $0.707E_{max}$.



Širina glavnog snopa se obično daje u dvije ravni koje prolaze kroz pravac maksimalnog zračenja i međusobno su normalne. U slučaju antena sa linijskom polarizacijom obično se uzimaju E i H ravan, a uglovi se obilježavaju sa α_{bwE} i α_{bwH} (bw – beam width).

5.8 Efektivna površina (ili dužina) antene

Svakoj anteni se može pripisati određena efektivna površina A_{ef} , koja se za prijemnu antenu može jednostavno definisati.

Realna antena ne „prima“, razumije se, u svakom elementu svoje površine istu količinu elektromagnetne energije. Naime, Pointigov vektor nema istu vrijednost u svakoj tački prijemne antene, pa se efektivna površina može definisati kao ekvivalentna površina antene u čijoj bi svakoj tački Pointigov vektor imao istu vrijednost. Sada se snaga koju prima prilagođeni prijemnik može opisati relacijom:

$$P_p = A_{ef} P_{ef} \quad (101)$$

gdje je $P_{ef} = \frac{1}{2} |E||H| = \frac{1}{Z_c} E_{ef}^2$, efektivna vrijednost Pointigovog vektora.

Uz uslov maksimalnog prenosa snage ($Z_p = Z_a^*$), snaga prilagođenog prijemnika je data relacijom:

$$P_{p\ max} = \frac{\epsilon_{ef}^2}{4R_a} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{E_{ef}^2}{R_a} F^2(\theta, \varphi) \quad (102)$$

Iz relacija (101) i (102) za efektivnu površinu antene bez gubitaka ($R_a = R_z$) se dobija:

$$A_{ef} = \frac{\lambda^2}{4\pi} 120 \frac{F^2(\theta, \varphi)}{R_a} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi) \quad (103)$$

gdje je $D(\theta, \varphi)$ direktivnost prijemne antene kada bi ona radila kao emisiona.

Izraz (103) ima opšti karakter i vrijedi za bilo koju antenu. Iz (103) slijedi da je efektivna površina antene direktno proporcionalna direktivnosti antene, a koeficijent proporcionalnosti zavisi od talasne dužine elektromagnetnog talasa.

Kod linijskih antena se često umjesto efektivne površine upotrebljava pojam efektivne dužine ako je antena smještena u slobodnom prostoru, odnosno efektivne visine ako je antena postavljena normalno na provodnu ravan. Veza između efektivne površine i efektivne dužine je data sledećom relacijom:

$$A_{ef} = \frac{l_{ef}^2 \eta}{4R_A} \quad (104)$$

Iz relacija (103) i (104) dobija se jednačina koja daje vezu između efektivne dužine i direktivnosti antene:

$$D = \frac{120\pi^2}{R_A} \left(\frac{l_{ef}}{\lambda} \right)^2 \quad (105)$$

5.9 Impedansa antene

Impedansa antene određuje osobine antene u odnosu na napojni sistem. Zbog toga je neophodno poznavanje ulazne impedanse antene da bi se obezbijedilo njeno prilagođenje na napojni vod. To prilagođenje i kod emisione i prijemne antene poboljšava stepen korisnog dejstva cijelog prenosnog sistema.

Svaka emisiona antena priključena na generator preko napojne linije može se predstaviti kao pasivni dvopol. Odnos napona i struje na priključcima tog dvopola predstavlja ulaznu impedansu antene. Ona se može definisati samo ako su priključci vrlo blizu. Naime, polje je brzo promenljivo i nije gradijentskog tipa ($\text{rot } \vec{E} \neq 0$), što znači da se napon može definisati kao $\int \vec{E} d\vec{l}$ samo ako je dužina putanje integraljenja vrlo mala u odnosu na talasnu dužinu λ .

Ako se antena nalazi u slobodnom prostoru, tako da se svi objekti nalaze na velikoj udaljenosti od antene, govori se o sopstvenoj impedansi antene koja je data sledećom relacijom:

$$Z_A = R_a + jX_A = R_z + R_g + jX_A \quad (106)$$

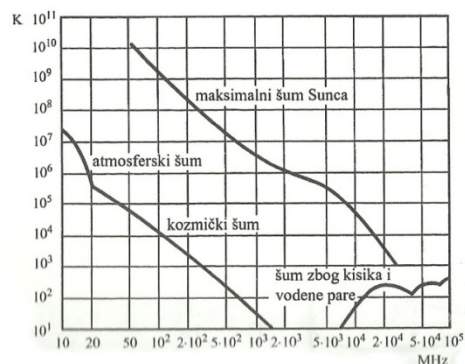
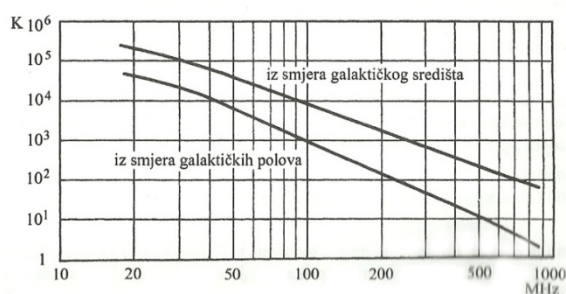
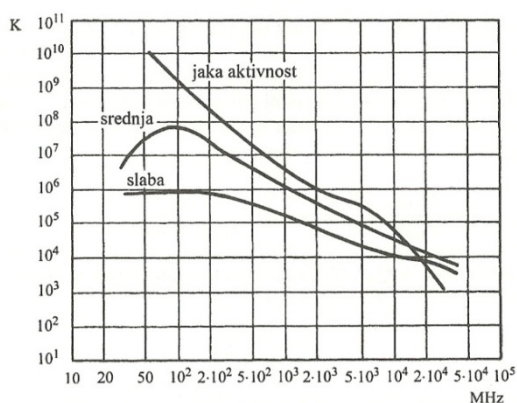
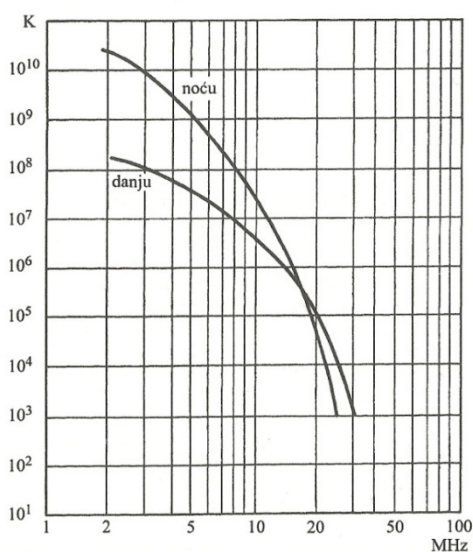
gdje su: R_z – otpornost zračenja, R_g – otpornost gubitaka (materijali od kojih je napravljena antena su konačne provodnosti, pa se dio elektromagnetne energije pretvara u toplotu) i X_A – reaktivna komponenta sopstvene impedanse.

Omska i reaktivna komponenta impedanse antene mijenjaju se sa frekvencijom i to mnogo brže nego impedansa napojnog voda. Zbog toga postoji ograničen frekvencijski opseg unutar koga je antena prilagođena na impedansu napojnog voda. Ako antena nije prilagođena na napojni vod javlja se stojeći talas na vodu (zbog postojanja reflektovanog talasa), koji se opisuje koeficijentom stojećeg talasa. Obično se u praksi kao granica uzima koeficijent stojećeg talasa jednak 2. Prema tome, širina opsega antene je definisana kao onaj opseg frekvencija unutar kojeg koeficijent stojećeg talasa ne prelazi vrijednost 2, i u tom opsegu se ni dijagram zračenja ne smije bitno promijeniti, što je i najčešće tako.

Na impedansu antene utiču i svi predmeti (površina zemlje, druge antene itd.) koji se nalaze u blizini antene na udaljenosti od nekoliko talasnih dužina. Takođe, vrlo često se upotrebljavaju antenski sistemi napravljeni od većeg broja antena, pri čemu je razmak između njih reda veličine talasne dužine. U tom slučaju impedansa antene se razlikuje od sopstvene impedanse zbog uticaja drugih antena. Taj uticaj se uzima u obzir tako što se uvodi pojam međupredmetne impedanse. Sopstvena impedansa antene je ista bez obzira da li se antena upotrebljava kao emisiona ili prijemna. Izračunavanje impedanse antene je uvijek vezano sa poznavanjem raspodjele struje na njoj. Ako je raspodjela struje dovoljno tačno poznata, sopstvena i međusobne impedanse mogu se odrediti sa zadovoljavajućom tačnošću.

5.10 Temperatura šuma

Temperatura šuma antene je karakteristika koja je vezana za prijemne antene. Ona je mjera za snagu šuma koju antena predaje na ulazu u prijemnik. Najveći dio snage šuma potiče od spoljnih izvora šuma i zavisi od položaja izvora šuma u odnosu na dijagram zračenja antene. Izvori šuma mogu biti vještački i prirodni. Vještački izvori su izvori koje stvara čovjek najrazličitijim uređajima, a mogu se kontrolisati i eventualno izbjeći. Prirodni izvori šuma se mogu podijeliti na: atmosferski šum, kosmički šum, šum zemlje i šum pojedinih nebeskih tijela. Na slikama date su zavisnosti temperature šuma od frekvencije za različite prirodne izvore šuma.



5.11 Ostale električne i mehaničke karakteristike

Kod emisionih antena mora se voditi računa o još jednoj električnoj veličini, tj. o maksimalnoj dopuštenoj snazi. To je veoma važno kod antena ili antenskih sistema koje zrače velike snage. Vrijednost dopuštene snage zavisi od geometrijskog oblika, dimenzija antene i njenih priključaka na napojni vod i od atmosferskih parametara sredine gdje se antena nalazi (sastav atmosfere i pritisak). Antena se mora dobro prilagoditi napojnom vodu, jer neprilagođenje osim što uzrokuje gubitke snage može izazvati proboj zbog povećanog napona usled postojanja stojećeg talasa. U praksi se mjesta gdje može doći do velike koncentracije polja oblažu zaštitnim omotačima od dielektričnog materijala.

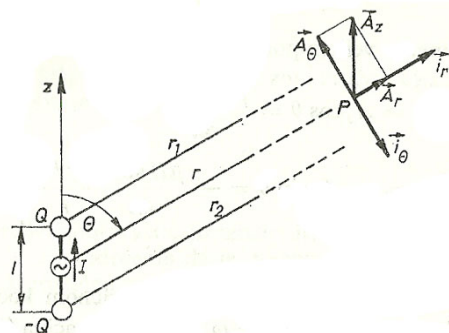
Na parametre antene može jako uticati i sama mehanička konstrukcija. To je jako izraženo kod antena velikih dimenzija. Atmosferski faktori, korozija, temperatura, mehaničke sile i vibracije veoma utiču na konstrukciju antena. Zbog toga se vrlo često cijele antene ili pojedini njihovi dijelovi stavljaju u dielektrične zaštitne omotače.

6 Elementarni izvori zračenja

6.1 Hercov dipol

Elementarni ili Hercov dipol se sastoji od pravog tankog provodnika male dužine ($l \ll \lambda$) koji je završen provodnim kuglama ili diskovima, čiji je prečnik mnogo veći od debljine provodnika. Napajanje ovog sistema se vrši na sredini provodnika izvorom brzo promenljive elektromotorne sile. Vremenska promjena napona (ili struje) generatora na koji je dipol priključen može biti bilo kakva. Najvažniji slučaj u praksi je kada se jačina izvora mijenja u vremenu po prostoperiodičnom zakonu. Dimenzije dipola i način napajanja treba da su tako izabrani da budu ispunjeni sledeći uslovi:

- Količine naelektrisanja na završnim opterećenjima su u svakom trenutku istog intenziteta, a suprotnog znaka (kapacitivnost kugli je znatno veća nego kapacitivnost tanke žice)
- Duž provodnika nema raspodeljenih naelektrisanja tako da je jačina struje, $i(t)$, u svakom trenutku ista u svim tačkama provodnika.



Za određivanje elektromagnetnog polja dipola treba odrediti potencijale polja \vec{A} i V vodeći računa o efektu kašnjenja. Iz njih se električno i magnetno polje izračunavaju pomoću sledećih relacija:

$$\vec{E} = -\text{grad}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (107)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \quad (108)$$

Potencijali polja u homogenoj sredini zadovoljavaju talasne (*D'alembert-ove*) jednačine:

$$\Delta \vec{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} \quad (109)$$

$$\Delta V - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (110)$$

Rješenja ovih jednačina su Lorentz-ovi potencijali u zakašnjenju, koji su u slučaju koncentrisanih naelektrisanja i elementarnog strujnog provodnika dati sledećim relacijama:

$$\vec{A} = A \vec{i}_z = \frac{\mu I l}{4\pi r} e^{-j\beta r} \vec{i}_z \quad (111)$$

$$V = \frac{-jI}{4\pi\epsilon\omega} \left(\frac{e^{-j\beta r_1}}{r_1} - \frac{e^{-j\beta r_2}}{r_2} \right) \approx \frac{-jI l \cos\theta}{4\pi\epsilon\omega} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\beta}{r} \right) e^{-j\beta r} \quad (112)$$

gdje su:

$$r_1 \approx r - \frac{(l \cos\theta)}{2} = r - \Delta r \quad (113)$$

$$r_2 \approx r + \frac{(l \cos\theta)}{2} = r + \Delta r \quad (114)$$

$$\frac{(l \cos\theta)}{2} = \Delta r \ll r \quad (115)$$

Zbog prirode problema najpogodnije je koristiti sferni koordinatni sistem. Komponente vektor-potencijala u sfernom koordinatnom sistemu su date relacijama:

$$A_r = A_z \cos\theta = \frac{\mu I l}{4\pi r} \cos\theta e^{-j\beta r} \quad (116)$$

$$A_\theta = -A_z \sin\theta = -\frac{\mu I l}{4\pi r} \sin\theta e^{-j\beta r} \quad (117)$$

$$A_\phi = 0 \quad (118)$$

Pomoću izraza za gradijent i rotor u sfernom koordinatnom sistemu i znajući da je $\beta = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ iz jednačina (107), (108), (111), (112), (116), (117) i (118) lako se nalaze komponente elektromagnetnog polja Hercovog dipola:

$$E_r = \frac{I l \cos\theta}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{j}{\beta r^3} \right) e^{-j\beta r} \quad (119)$$

$$E_\theta = \frac{I l \sin\theta}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} - \frac{j}{\beta r^3} \right) e^{-j\beta r} \quad (120)$$

$$E_\phi = 0 \quad (121)$$

$$H_r = H_\theta = 0 \quad (122)$$

$$H_\phi = \frac{I l \sin\theta}{4\pi} \left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-j\beta r} \quad (123)$$

gdje je: $z_c = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ karakteristična impedansa dielektrika u kojem se nalazi dipol.

Iz ovih izraza se vidi da su električno i magnetno polje proporcionalni struji dipola i njegovoj električnoj dužini βl . Električno polje ima dvije komponente, radijalnu E_r i transverzalnu E_θ , a magnetno polje ima samo transverzalnu komponentu H_ϕ . Zavisnost polja od rastojanja je data stepenim redom funkcije $\frac{1}{r}$. Članovi trećeg stepena predstavljaju tkz. kvazistatičko polje, članovi drugog reda predstavljaju indukciono polje, a oni prvog reda čine polje zračenja. Kod Hertzovog dipola (pri prostoperiodičnoj pobudi) svi članovi su istog intenziteta kada je:

$$\beta r = 1 \quad (124)$$

tj

$$r = \frac{1}{\beta} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (125)$$

Ovo rastojanje definiše granicu između bliske zone, u kojoj su dominantne komponente elektrostatickog i indukcionog polja, i daleke zone u kojoj bitnu ulogu ima polje zračenja pošto najsporije opada sa rastojanjem.

U zoni zračenja ($r \gg \lambda$) elektromagnetno polje ima samo transverzalne komponente:

$$E_\theta = j \frac{z_c}{4\pi} I \frac{e^{-j\beta r}}{r} \beta l \sin \theta \quad (126)$$

$$H_\phi = j \frac{I}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \beta l \sin \theta \quad (127)$$

Na osnovu relacija (126) i (127) se može zaključiti da elektromagnetno polje Hertzovog dipola u zoni zračenja ima sledeće osobine:

- Električno i magnetno polje su normalni na pravac prostiranja, pa je u zoni zračenja elektromagnetni talas transverzalan (TEM talas).
- Električno i magnetno polje su međusobno normalni i njihov odnos je isti u svim tačkama prostora.

$$\frac{E}{H} = z_c \quad (128)$$

- U sredinama bez gubitaka (μ i ε realni), karakteristična impedansa je realna, pa su električno i magnetno polje u fazi. Za vakuum (vazduh): $z_c = 120\pi\Omega = 376,7\Omega$.

O zavisnosti električnog i magnetnog polja od izvora i koordinata se može reći sledeće:

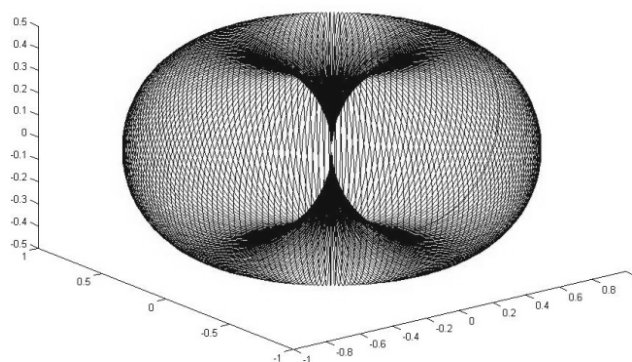
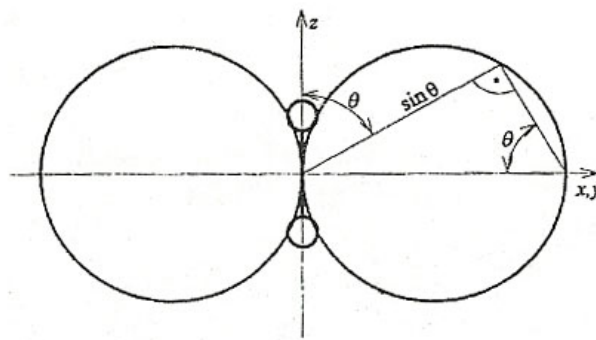
- Električno i magnetno polje su proporcionalni struji dipola.

- b) Zavisnost polja od rastojanja je data funkcijom $\frac{e^{-j\beta r}}{r}$, tj. amplituda polja je obrnuto srazmjerna rastojanju, a faza polja opada linearno sa rastojanjem (karakteristika sfernog talasa).
- c) Intenzitet polja je proporcionalan električnoj dužini dipola (βl) i sinus u ugla koji zaklapa vektor položaja tačke (\vec{r}) sa pravcem dipola.

Zavisnost polja od geometrijskih dimenzija antene i pravca je, kao što je već rečeno u prvom poglavlju, različita za razne antene. Prema tome, ona predstavlja karakteristiku posmatrane antene i naziva se karakteristična funkcija zračenja. U slučaju analiziranog Hercovog dipola karakteristična funkcija zračenja je data relacijom:

$$F(\theta) = \frac{\beta l}{2} \sin \theta \quad (129)$$

Na slici je dat dijagram zračenja Hercovog dipola.



Sa slike se vidi da dijagram zračenja Hercovog dipola predstavlja torus kružnog presjeka sa nultim unutrašnjim poluprečnikom. U azimutnoj ravni ($\theta = \frac{\pi}{2}$) dijagram zračenja je kružnica poluprečnika r , što znači da Hercov dipol ima omnidirekciona svojstva.

Snaga zračenja Hercovog dipola na osnovu relacije (3.3) je data sledećim izrazom:

$$P_{zr} = \frac{Z_c}{6\pi} (\beta l)^2 |I|^2 \quad (130)$$

Za vakuum imamo da je $\frac{Z_c}{6\pi} = 60\Omega$, pa je $P_{zr} = 20(\beta l)^2 |I|^2 = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 |I|^2$.

Iz relacije (130) slijedi da snaga zračenja raste sa kvadratom učestanosti i dužinom dipola.

Otpornost zračenja, kao koeficijent srazmjernosti između snage zračenja i kvadrata referentne struje, Hercovog dipola je dat relacijom:

$$R_z = \frac{Z_c}{6\pi} (\beta l)^2 \quad (131)$$

ili za vakuum

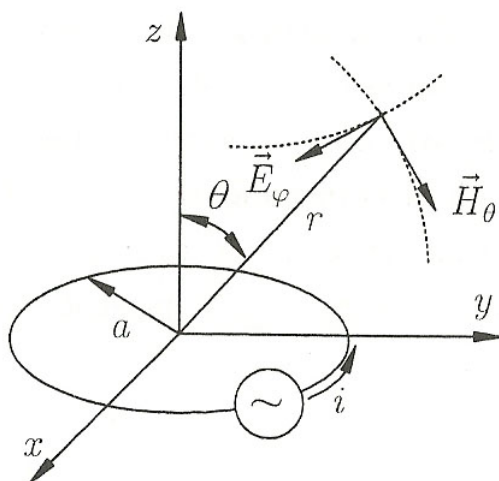
$$R_z = 20(\beta l)^2 = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (132)$$

Maksimalna vrijednost direktivnosti Hercovog dipola je $D_{max} = \frac{3}{2} = 1,5$

Hercov dipol zrači linijski polarizovan talas, a širine snopa zračenja u E i H ravni su $\alpha_{bwE} = 90^\circ$ i $\alpha_{bwH} = 360^\circ$.

6.2 Elementarna strujna kontura ili magnetni dipol

Zavojak proizvoljnog (najčešće kružnog) oblika, čije su dimenzije i ukupna dužina provodnika, mnogo manje od talasne dužine elektromagnetnog talasa u okolnoj sredini zove se elementarna strujna kontura ili magnetni dipol. Kao i kod Hercovog dipola trenutna vrijednost struje je ista u svim elementima konture.



Ova antena je analogna Hercovom dipolu. Komponente elektromagnetnog polja se dobijaju pomoću magnetnog vektor – potencijala, koji je za male konture definisan sledećom relacijom:

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} (\vec{SI} \times \vec{i}_r) \left(j\beta + \frac{1}{r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \quad (133)$$

Iz relacije sledi da je vektor – potencijal male konture normalan na radius vektor položaja tačke u kojoj se traži polje, tj. da ima samo transverzalnu komponentu. U zoni zračenja, gdje je $\beta r \gg 1$ izraz za vektor – potencijal se pojednostavljuje i glasi:

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} j\beta SI \frac{e^{-j\beta r}}{r} (\vec{n} \times \vec{i}_r) \quad (134)$$

gdje je \vec{n} - normala na površinu zavojka.

Znajući da je električno polje $\vec{E} = -j\omega\vec{A}$, dobijaju se komponente električnog polja:

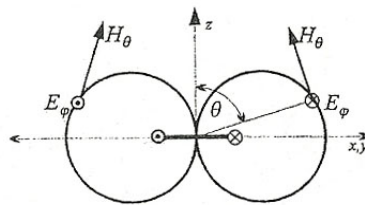
$$\vec{E}_\varphi = \frac{Z_c}{2\pi} I \frac{e^{-j\beta r}}{r} F(\theta) \quad (135)$$

$$\vec{H}_\theta = \frac{I}{2\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} F(\theta) \quad (136)$$

gdje je $F(\theta) = \frac{\beta^2 S}{2} \sin\theta$ - karakteristična funkcija zračenja.

Zavisnost polja od ugla, kao što se vidi iz relacija (135) i (136), je ista kao kod Hercovog dipola, ali ovdje električno polje ima φ komponentu, a magnetno polje θ komponentu.

Dijagram zračenja male strujne konture dat je na slici.



Pošto je dijagram zračenja isti kao kod Hercovog dipola i direktivnost mora biti ista i iznosi $D_{max} = 1.5$. Otpornost zračenja ove antene je definisana relacijom:

$$R_{zr} = 20(\beta^2 S)^2 \quad (137)$$

Ako se uporede otpornosti zračenja Hercovog dipola i elementarne strujne konture, tj. magnetnog dipola, pri istim dužinama antena ($l = 2\pi a$) dobija se sledeći odnos:

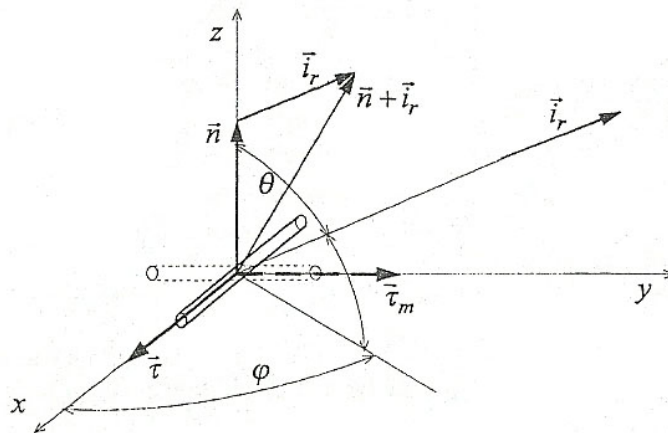
$$\frac{R_{zr \text{ dipola}}}{R_{zr \text{ str.konture}}} = \frac{20(\beta^2 l)^2}{20(\beta^2 S)^2} = \left(\frac{l}{\beta S} \right)^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi a} \right)^2 \gg 1 \quad (138)$$

Iz relacije (138) slijedi da je otpornost zračenja Hercovog dipola mnogo veća od otpornosti zračenja elementarnog magnetnog dipola. Zbog toga je snaga koju zrači Hercov dipol mnogo veća od snage koju zrači magnetni dipol (pri istim amplitudama struja u antenama). Na osnovu toga se može izvesti zaključak da otvorene antene efikasnije zrače od zatvorenih.

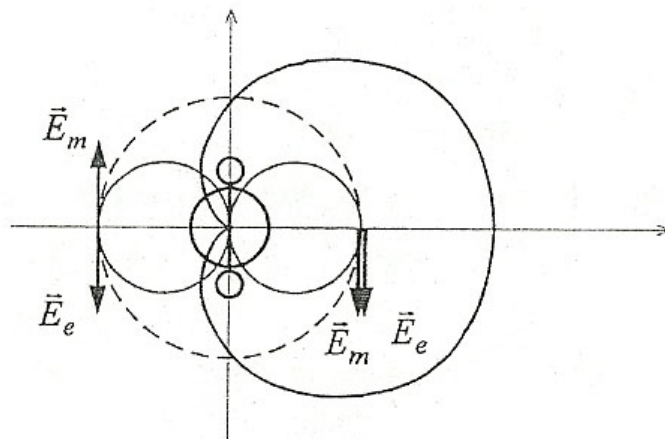
6.3 Hajgensov radijator

Hajgensov radijator se naziva sistem koji se sastoji od električnog i magnetnog dipola čije su ose međusobno normalne, momenti u fazi, a odnos momenata ispunjava uslov da je

$$\frac{P_m}{P_e} = \frac{I_m l_m}{I l} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = Z_c.$$



Hajgensov radijator predstavlja osnovni element antena sa zračućim otvorima, a koristi se i kod analize pojava difrakcije i drugih problema elektromagnetnih talasa. Polje Hajgensovog radijatora se nalazi kao zbir polja njegovih sastavnih djelova, pri čemu se mora voditi računa o njihovom međusobnom odnosu kako u prostoru tako i u pogledu amplitude pobude. Na slici je prikazana superpozicija polja kod Hajgensovog radijatora.



Sa slike se vidi da je zračenje Hajgensovog radijatora u ravni elevacije kardioda i da je usmjereno u pravcu pozitivne normale na ravan dipola. Ovo je posljedica činjenice da se u pravcu i smjeru normale \vec{n} polja oba dipola sabiraju, jer su istog smjera, dok su u smjeru

negativne normale polja suprotnih smjerova, pa se poništavaju. Rezultantno polje Hajgensovog radijatora izraženo preko parametara njegovog električnog dipola je dato relacijom:

$$\vec{E} = j \frac{Z_c}{2\pi} I \frac{e^{-j\beta r}}{r} \frac{\beta l}{2} (1 + \cos \theta) (-\cos \varphi \vec{i}_\theta + \sin \varphi \vec{i}_\varphi) \quad (139)$$

Karakteristična funkcija zračenja Hajgensovog radijatora u sfernom koordinatnom sistemu ima dvije komponente (θ i φ komponentu):

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\beta l}{2} (-(1 + \cos \theta) \cos \varphi, (1 + \cos \theta) \sin \varphi) \quad (140)$$

Razmatranjem izraza (140) dolazi se do sledećih zaključaka:

Karakteristična funkcija zračenja je realna i njen moduo zavisi samo od elevacionog ugla θ . Polarizacija je linijska.

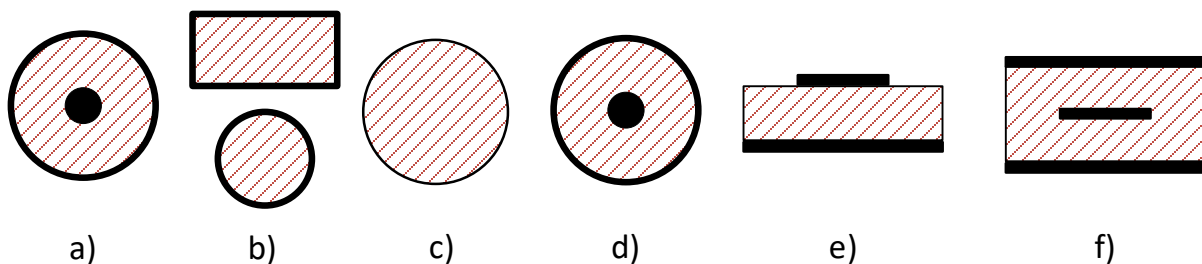
Direktivnost u pravcu maksimalnog zračenja Hajgensovog radijatora je jednaka dvostrukoј vrijednosti direktivnosti njegovih sastavnih djelova, tj. $D_{max} = 3$ (u pravcu maksimalnog zračenja polja sastavnih dipola se superponiraju). Širina snopa zračenja u E i H ravni su $\alpha_{bwE} = \alpha_{bwH} = 132^\circ$.

7 Mikrotalasni vodovi

7.1 Vrste vodova i talasa koji se mogu prostirati duž njih

Vodovi služe za prenos, odnosno kanalisanje elektromagnetnih talasa u određenom pravcu. U mikrotalasnom području se koristi više različitih vodova:

- Koaksijalni kabal
- Metalni talasovodi (šuplje metalne cijevi najčešće pravougaonog ili kružnog oblika)
- Dielektrični talasovod (cilindar od dielektrika)
- Metalno – dielektrični talasovod (metalni cilindar obložen slojem dielektrika)
- Mikrotrakasti vod (metalna podloga – „masa“, sloj dielektrika i traka)
- Trakasti vod (dvije metalne podloge – „masa“, između njih dielektrik i traka u sredini)

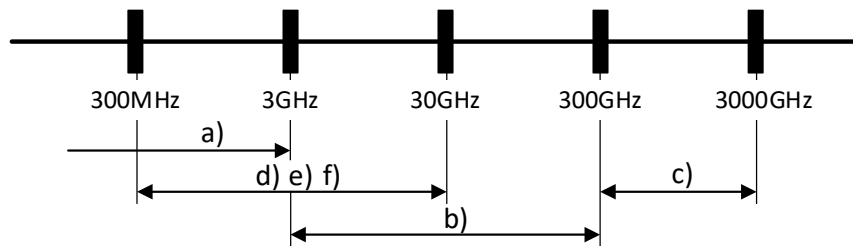


Slika 1

Poprečni presjeci ovih vodova su prikazani na slici 1 (tamno označava metal a šrafirano dielektrik). Kod nekih od ovih vodova dielektrik može biti i vazduh. Primjena određenog tipa voda uslovljena je sledećim faktorima:

1. Maksimalna snaga koja se može prenijeti vodom
2. Gubici u vodu
3. Dimenzije odnosno gabarit voda
4. Jednostavnost konstrukcije

Slika 2 daje orijentaciono područje primjene pojedinih vodova prema talasnoj dužini odnosno učestanosti (oznake se odnose na tip voda slici 1).



Slika 2

U principu, duž svakog od gore opisanih vodova može se prostirati beskonačan broj vrsta ili tipova talasa koji se međusobno razlikuju po svojoj strukturi, a takođe, znatno se razlikuju od ravanskog elektromagnetnog talasa. Sve tipove talasa možemo klasifikovati u četiri grupe:

- TEM talasi (Transverzalni ElektroMagnetni talasi). Ovi talasi nemaju komponente električnog i magnetnog polja u pravcu prostiranja talasa, odnosno u pravcu prostiranja voda. Ako je to osa z onda je kod ove vrste talasa $E_z = 0$ i $H_z = 0$.
- TE talasi (Transverzalni Električni talasi). Kod ovih talasa električno polje nema komponentu u pravcu prostiranja tj $E_z = 0$, dok je $H_z \neq 0$.
- TM talasi (Transverzalni Magnetni talasi). Kod ovih talasa magnetno polje nema komponentu u pravcu prostiranja tj. $H_z = 0$, dok je $E_z \neq 0$.
- EH (ili HE) talasi (Hibridni talasi). Kod ove vrste talasa je $E_z \neq 0$ i $H_z \neq 0$.

TEM talas može postojati samo na onim vodovima koji ispunjavaju sledeća dva uslova:

1. Vod mora imati najmanje dva provodnika
2. Sredina kroz koju se talas prostire mora biti homogena.

Ova dva uslova strogo ispunjava samo koaksijalni kabal. Mikrotrakasti i trakasti vod ispunjavaju prvi uslov ali ne i drugi, jer je sredina kroz koju se talas prostire nehomogena – pored dielektrika imamo i okolni vazduh. Međutim, kod oba voda a naročito kod voda na slici 1 f) samo mali dio polja je u okolnom prostoru odnosno polje je uglavnom koncentrisano u dielektriku. Zbog toga se može uzeti približno da se TEM talas može prostirati i duž ova dva voda. Inače, ova dva voda igraju važnu ulogu u mikrotalasnoj tehnici jer se pomoću njih realizuju integrisana kola u štampanoj tehnici. Tu se naročito koristi, kao jednostavniji vod prikazan na slici 1 e).

Talasi tipa TE i TM karakteristični su za metalne talasovode (slika 1 b)) u smislu da su to jedini mogući tipovi talasa kod njih. Međutim, ovi tipovi talasa mogući su pod određenim uslovima i kod vodova prikazanih na slici 1 a), c) i d).

EH (HE) talasi mogući su samo kod vodova prikazanih na slici 1 c) i d), a pod određenim uslovima i kod vodova prikazanih na slici 1 e) i f).

7.2 Struktura talasa duž voda. Fazna konstanta. Talasni broj. Transverzalni talasni broj.

Komponente talasa koji se prostire duž voda bez gubitaka u pravcu +z ose imaju oblik:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0(x, y)e^{-j\beta z} \quad (141)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_0(x, y)e^{-j\beta z} \quad (142)$$

Gdje je β fazna karakteristika, a član $e^{-j\beta z}$ ukazuje da se radi o talasu koji se prostire u smjeru +z ose. Za talas koji bi se prostirao u suprotnom smjeru tj. smjeru -z ose, ovaj član bi bio $e^{+j\beta z}$. Za razliku od ravanskog talasa gdje je fazna konstanta bila $\beta = \omega\sqrt{\epsilon\mu} = 2\pi / \lambda$, u slučaju voda ona ima drugačiji oblik:

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \epsilon\mu - k_{\perp}^2} \quad (143)$$

Gdje je k_{\perp} tzv. Transverzalni talasni broj, koji zavisi od vrste voda i tipa talasa. Veličina $\omega\sqrt{\epsilon\mu} = 2\pi / \lambda$ koju smo u slučaju ravanskog talasa nazivali faznom konstantom označava se sada sa k i naziva se talasni broj:

$$k = \omega\sqrt{\epsilon\mu} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (144)$$

Obratimo pažnju da veličina λ predstavlja talasnu dužinu koju bi talas imao da se slobodno prostire kroz datu sredinu u odsustvu voda. Tu veličinu nazivamo talasnom dužinom slobodnog prostiranja. Ona je, kao što smo to ranije vidjeli jednaka $\lambda = v / f$, gdje je $v = c / \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ brzina slobodnog prostiranja koju bi talas imao da se slobodno prostire kroz datu sredinu u odsustvu voda tj kao ravanski talas. Stvarna talasna dužina talasa u prisustvu voda je različita od λ i biće definisana u sledećem poglavlju.

Ako je vod ograničene dužine, što je uvijek slučaj u praksi, onda će na njemu u opštem slučaju postojati dva talasa, jedan u pravcu +z ose (od generatora ka kraju voda – direktan talas) i drugi koji se prostire u suprotnom smjeru (od kraja voda ka početku – reflektovani talas). Elektromagnetno polje na bilo kom presjeku voda je superpozicija ova dva talasa:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0^+(x, y)e^{-j\beta z} + \vec{E}_0^-(x, y)e^{j\beta z} \quad (145)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_0^+(x, y)e^{-j\beta z} + \vec{H}_0^-(x, y)e^{j\beta z} \quad (146)$$

7.3 Neki važni pojmovi u vezi sa prostiranjem talasa duž voda

7.3.1 Kritična učestanost (f_{kr})

Za razliku od ravanskog talasa čije je prostiranje moguće pri svim učestanostima, kod vodova to nije slučaj. Naime, za svaki vod i za svaki tip talasa na to vodu postoji jedna određena učestanost – kritična učestanost, tako da je prostiranje rog talasa moguće samo ako je učestanost veća od kritične. Dakle, uslov prostiranja nekog tipa talasa je:

$$f > f_{kr} \quad (147)$$

Kako se ovo dobija? Da bi prostiranje talasa bilo moguće potrebno je da fazna konstanta β bude realna, odnosno da je:

$$\omega^2 \varepsilon \mu - k_{\perp}^2 = k^2 - k_{\perp}^2 > 0 \quad (148)$$

Ako važi obratna nejednakost, fazna konstanta β će biti imaginarna tj talasni faktor $e^{i\beta z}$ postaje $e^{-\alpha z}$ tj. više se ne radi o talasu (jer nema promjene faze), već o elektromagnetnom polju koje se brzo (eksponencijalno) prigušuje u smjeru +z ose. Granični (kritični) slučaj je:

$$k^2 - k_{\perp}^2 = 0 \Rightarrow \omega_{kr}^2 \varepsilon \mu - k_{\perp}^2 = 0 \Rightarrow \omega_{kr} = \frac{k_{\perp}}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \Rightarrow f_{kr} = \frac{k_{\perp}}{2\pi \sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (149)$$

Ako je $f > f_{kr}$ onda je očigledno ispunjeno (148) tj talas se može prostirati, a ako je $f < f_{kr}$ onda je $k^2 - k_{\perp}^2 < 0$ i talas se ne može prostirati. Ponekad se umjesto kritične frekvencije koristi pojam kritične talasne dužine:

$$\lambda = \frac{v}{f_{kr}} = \frac{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}}{\frac{k_{\perp}}{2\pi \sqrt{\varepsilon \mu}}} = \frac{2\pi}{k_{\perp}} \quad (150)$$

I uslov prostiranja talasa $\lambda < \lambda_{kr}$. Faznu konstantu β možemo napisati u sledećem obliku (kada se talas prostire):

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_{\perp}^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{\frac{2\pi}{\lambda_{kr}}}{\frac{2\pi}{\lambda}}\right)^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kr}}\right)^2} \quad (151)$$

Ili ako radimo sa učestanostima

$$\beta = k \sqrt{1 - \left(\frac{f_{kr}}{f}\right)^2} \quad (152)$$

U pogledu kritične učestanosti (ili kritične talasne dužine) posebno mjesto zauzimaju vodovi sa TEM talasom. Može se pokazati da je za ovaj tip talasa $f_{kr} = 0$ ($\lambda_{kr} = \infty$) pa je uslov prostiranja $f > f_{kr}$ ($\lambda < \lambda_{kr}$) uvijek zadovoljen. Tj prostiranje ovog tipa talasa je moguće na svim učestanostima.

7.3.2 Fazna brzina talasa duž voda (v_ϕ)

Fazna brzina talasa duž voda se definiše kao i kod ravanskog talasa:

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\omega\sqrt{\epsilon\mu}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}} = \frac{v}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}} \quad (153)$$

Gdje je $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ brzina slobodnog prostiranja. Vidimo da je uvijek

$$v_\phi > v \quad (154)$$

Znak jednakosti važi samo za talas tipa TEM ($\lambda_{kr} = \infty$). Iz (153) vidimo, da izuzimajući slučaj TEM talasa, fazna brzina talasa zavisi od učestanosti odnosno od talasne dužine slobodnog prostiranja (dispersija).

7.3.3 Talasna dužina talasa na vodu (Λ)

Talasna dužina talasa na vodu definiše se kao i kod ravanskog talasa, kao najkraće rastojanje između dva presjeka voda u kojima se faze u fiksnom trenutku razlikuju za 2π . Dobija se:

$$\Lambda = \frac{v_\phi}{f} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{v}{f\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}} \quad (155)$$

Vidi se da je talasna dužina talasa na vodu uvijek veća ili jednaka od talasne dužine slobodnog prostiranja tj $\Lambda \geq \lambda$. Jednakost važi samo u slučaju TEM talasa ($\lambda_{kr} = \infty$). Talasna dužina talasa na vodu može se napisati u još jednom obliku:

$$\Lambda = \frac{v_\phi}{f} = \frac{\omega}{f\beta} = \frac{2\pi f}{f\beta} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (156)$$

Ovo je analogno formuli $\lambda = 2\pi/k$.

7.3.4 Talasna otpornost talasa na vodu

Između transverzalnih komponenti električnog i magnetnog polja (E_{\perp} i H_{\perp}) za bilo koji tip talasa na proizvoljnom vodu važi isti odnos kao i kod ravanskog talasa:

$$H_{\perp} = \frac{1}{Z_t} E_{\perp} \quad (157)$$

Gdje je Z_t takozvana talasna otpornost datog tipa talasa. Može se pokazati da je:

$$Z_t = \begin{cases} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \equiv Z & \rightarrow \text{Za talase tipa TEM (isto kao za ravanski talas)} \\ Z / \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{kr})^2} & \rightarrow \text{Za talase tipa TE} \\ Z \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{kr})^2} & \rightarrow \text{Za talase tipa TM} \end{cases}$$

7.3.5 Snaga koja se prenosi talasom duž voda

Ova veličina zavisi samo od transverzalnih komponenti električnog i magnetnog polja

7.3.6 Gubici na vodu

Gubici nastaju bilo u provodnicima voda, bilo u dielektriku. njih uzimamo u obzir tako što se $j\beta$ zamijeni sa $\gamma = \alpha + j\beta$ (γ - konstanta prostiranja), gdje je α tzv. konstanta slabljenja.

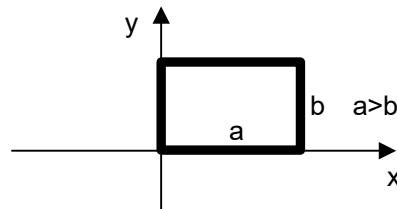
7.4 Vodovi sa TE i TM talasima (talasovodi)

7.4.1 Pravougaoni talasovod

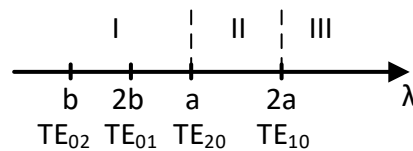
Kroz ovakav talasovod (slika 3) mogu da se prostiru talasi tipa TE_{mn} i TM_{mn} . Kod prvih, indeksi m i n mogu biti $0, 1, 2, \dots$ (s tim što se isključuje kombinacija $m = n = 0$) a kod drugih m i n mogu biti $1, 2, 3, \dots$. Kritična talasna dužina za oba tipa talasa je:

$$\lambda_{kr_{m,n}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (158)$$

Kod pravougaonog talasovoda, kao i kod većine drugih talasovoda najviše se koristi tzv. Osnovni tip talasa. To je onaj tip talasa koji ima najveći kritičnu talasnu dužinu odnosno najmanju kritičnu učestanost. Za pravougaoni talasovod osnovni tip talasa je TE_{10} ($m=1$, $n=0$). Njegova kritična talasna dužina je $\lambda_{kr} = 2a$. Na slici 4 dat je raspored nekoliko prvih kritičnih talasnih dužina (poređanih po opadajućoj veličini) i odgovarajućih tipova talasa. Raspored je dat za slučaj $a \geq 2b$.



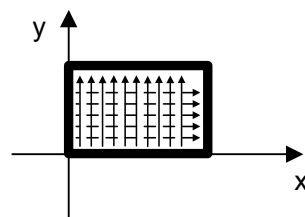
Slika 3



Slika 4

Vidimo da postoje tri oblasti talasnih dužina odnosno učestanosti. U oblasti I nije moguće prostiranje nijednog tipa talasa. U oblasti II moguće je prostiranje samo osnovnog tipa talasa TE_{10} , a u oblasti III moguće je, pored osnovnog tipa, prostiranje i drugih tipova talasa. Pravougaoni talasovod gotovo isključivo radi u oblasti II, tj projektuje se tako da se kroz njega može prostirati samo osnovni tip TE_{10} . uslov za to je:

$$a < \lambda < 2a, \quad a \geq 2b \quad (159)$$



Slika 5

Struktura osnovnog tipa talasa TE_{10} je dosta jednostavna. Električno polje ima samo y -komponentu a magnetno dvije: H_x i H_z . Na slici 5 je prikazana struktura električnog i magnetnog polja u poprečnom presjeku talasovoda. Punom linijom su prikazane linije vektora jačine električnog polja a isprekidanom, linije vektora jačine magnetnog polja. Dodajmo još da je za talas TE_{10} :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (160)$$

$$Z_t = \frac{Z}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (161)$$

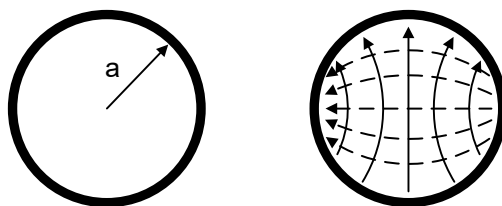
Gdje su λ i Z talasna dužina i talasna otpornost slobodnog prostiranja (ravanskog talasa).

7.5 Kružni talasovod

Kod kružnog talasovoda koji je prikazan na slici 6, mogući tipovi talasa su TE_{mn} i TM_{mn} ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$; $n = 1, 2, 3, \dots$). Osnovni tip talasa je TE_{11} . Uslov da se samo on može prostirati je:

$$2.61 < \lambda < 3.41a \quad (162)$$

Struktura polja talasa TE_{11} u poprečnom presjeku talasovoda je prikazan na slici 6. Električno polje ima dvije komponente: E_r i E_φ , a magnetno tri: H_r , H_φ i H_z . Punom linijom su prikazane linije vektora jačine električnog polja, a isprekidanom, linije vektora jačine magnetnog polja.



Slika 6