

Prednáška č.2

ŠÍRENIE ELEKTROMAGNETICKÝCH VLŇN

1. ZÁKLADNÉ POZNATKY

Charakteristickou črtou každého rádiokomunikačného systému je prenos informácie prostredníctvom elektromagnetických vln. Na rozdiel od vysielacích a prijímacích zariadení, prenosová cesta medzi nimi v podstate nezávisí od človeka. Modulácia a vysielanie signálov a ich príjem a demodulácia závisí od konštrukcie zariadení určených na tento účel; podmienky šírenia elektromagnetických vln však závisia od mnohých činiteľov. V každom mieste, čase a frekvenčnom pásme je preto potrebné poznať (aspoň v štatistickom zmysle) podmienky šírenia elektromagnetických vln. Poznanie týchto podmienok prispieva k optimálnemu projektovaniu a využitiu rádiokomunikačných systémov.

1.1. Frekvenčné pásma rádiových vln

Rozsah frekvencií používaných v rádiokomunikačných systémoch je veľmi široký – od frekvencií rádovo niekoľko kHz až po frekvencie optické. Pomer najväčších a najmenších frekvencií používaných vo všeobecnosti v praxi je približne 10^{10} . Dôsledkom veľmi veľkej šírky frekvenčného pásma sú značné rozdiely vo vlastnostiach používaných elektromagnetických vln. V praxi sa používa dvojaké rozdelenie rádiových elektromagnetických vln podľa frekvencie (resp. vlnovej dĺžky): dekadické rozdelenie (podľa doporučení CCIR) a klasické rozdelenie. Dekadické rozdelenie rádiových vln je v tab.7.1, klasické rozdelenie v tab.7.2.

Tab. 7.1. Dekadické rozdelenie rádiových vln na pásma (podľa CCIR)

Číslo pásma	Názov pásma	Vlnové dĺžky	Frekvencie
4	myriametrové vlny (VLF)	100-10 km	3-30 kHz
5	kilometrové vlny (LF)	10-1 km	30-300 kHz
6	hektometrové vlny (MF)	1000-100 m	300-3000 kHz
7	dekametrové vlny (HF)	100-10 m	3-30 MHz
8	metrové vlny (VHF)	10-1 m	30-300 MHz
9	decimetrové vlny (UHF)	100-10 cm	300-3000 MHz
10	centimetrové vlny (SHF)	10-1 cm	3-30 GHz
11	milimetrové vlny (EHF)	10-1 mm	30-300 GHz
12	decimilimetrové vlny	1-0,1 mm	300-3000 GHz

Tab. 7.2. Klasické rozdelenie rádiových vln na pásma

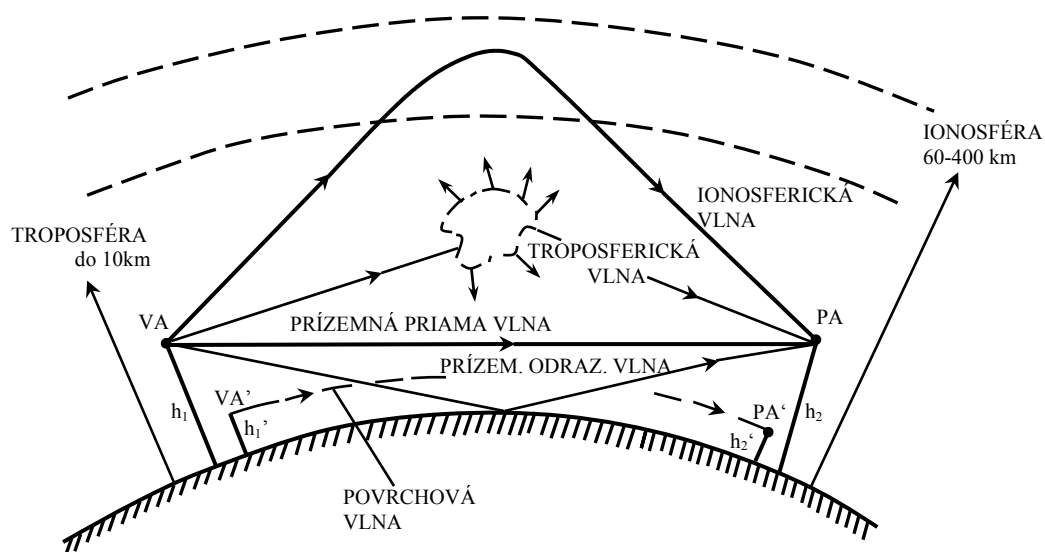
Názov pásma	Vlnové dĺžky	Frekvencie
Veľmi dlhé vlny	> 20 km	< 15 kHz
Dlhé vlny	20-3 km	15-100 kHz
Stredné vlny	3000-200 m	100-1500 kHz
Krátke vlny	I: 200-100 m II: 100-10 m	1,5-3 MHz 3-30 MHz
Veľmi krátke vlny	10-1 m	30-300 MHz
Mikrovlny	< 1 m	> 300 MHz

1.2. Spôsoby šírenia elektromagnetických vln

Elektromagnetické vlny môžeme klasifikovať s uvážením charakteru dráhy, po ktorej sa šíria od vysielača k prijímaču. V závislosti od polohy bodov v priestore, medzi ktorými sa uskutočňuje spojenie, môžeme rozlíšiť tri prípady:

- Zem - Zem (obidva body sa nachádzajú na Zemi);
- Zem - kozmický priestor (jeden z bodov je na Zemi, druhý v kozmickom priestore);
- kozmickejší priestor – kozmickejší priestor (obidva body sa nachádzajú v kozmickom priestore).

V prvom prípade ide o šírenie elektromagnetických vln v prítomnosti Zeme, ďalšie dva prípady možno považovať v prvom priblížení za šírenie elektromagnetických vln vo voľnom priestore. Prítom sa však treba uvedomiť, že elektromagnetická vlna vyžiarená zo Zeme do medziplanetárneho priestoru prechádza cez atmosféru Zeme a okrem toho medziplanetárny priestor má skôr charakter plazmy než ideálneho vákuua.

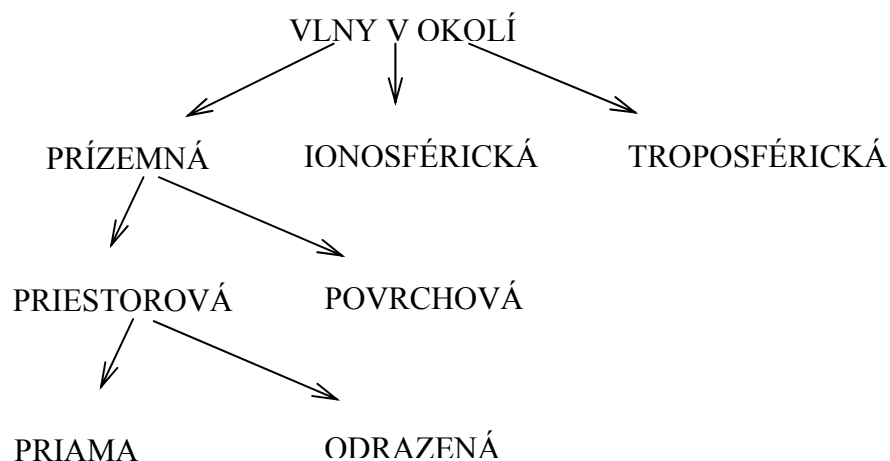


Obr. 7.1. Schématické znázornenie spôsobov šírenia elektromagnetických vln v okolí Zeme

Na obr.7.1 sú schématicky znázornené rôzne spôsoby šírenia sa elektromagnetických vln v okolí Zeme. Vlny šíriace sa v blízkosti povrchu Zeme sa nazývajú prízemné vlny. Prízemné vlny delíme na vlny povrchové a vlny priestorové. Povrchová vlna je vyžarovaná vysielačnou anténou umiestnenou bezprostredne nad povrchom Zeme a šíri sa pozdĺž tohoto povrchu. Priestorová vlna sa vyskytuje hlavne v prípade veľmi krátkych vln, keď antény (vďaka svojim malým rozmerom) sú umiestnené relatívne vysoko nad zemským povrchom. Priestorové vlny s väčšou vlnovou dĺžkou sa používajú pri spojeniach medzi Zemou a lietadlom. Priestorové vlny ďalej delíme na vlny priame a vlny odrazené od zemského povrchu. V prípade, že vysielač i prijímač je umiestnená na povrchu Zeme, priame a odrazené vlny majú rovnakú amplitúdu, ale opačnú fázu, preto sa navzájom rušia. Prízemná vlna sa potom šíri ako vlna povrchová.

Ionosférickými vlnami nazývame vlny, ktoré dosiahnu prijímač vďaka refrakcii (lomu) v troposfére.

Rozdelenie spôsobov šírenia rádiových vln je znázornené na obr.7.2.



Obr. 7.2. Rozdelenie spôsobov šírenia

Intenzita elektrického poľa elektromagnetickej vlny ako i jej fáza a smer v mieste príjmu sú výsledkom vlastností priestoru, cez ktorý táto vlna prešla. Výsledná intenzita elektrického poľa v mieste príjmu závisí od fáz, amplitúd a polarizácii jej jednotlivých zložiek, ktoré sa môžu šíriť rôznymi spôsobmi. Môže napr. nastať prípad, že na prijímaciu anténu dopadajú dve elektromagnetické vlny s relatívne veľkými intenzitami, ale fázový posun medzi nimi je približne 180° , v dôsledku čoho intenzita výsledného poľa je veľmi malá. Výsledné pole sa pritom môže meniť s časom, ak jedna zo zložiek mení s časom svoju amplitúdu alebo polarizáciu.

Zmeny intenzity poľa v mieste príjmu spôsobuje vznik únikov. Únikom nazývame veľké zníženie úrovne signálu vzhľadom na jeho strednú hodnotu.

1.3.Šírenie elektromagnetických vln vo voľnom priestore

Skúmame šírenie elektromagnetických vln vo fiktívnom prostredí, tzv. voľnom priestore. Umiestnime v tomto priestore izotropné(t. j. všesmerovo) vyžarujúcu anténu. Prostredie má nulové tlmenie. Ak výkon vyžarovania anténou označíme P, potom hustotu výkonu vo vzdialenosti R od antény možno vyjadriť vzťahom

$$S = \frac{P}{4\pi R^2} \quad (7.1)$$

na druhej strane môžeme modul strednej hodnoty Poyntingovho vektora vyjadriť pomocou amplitúdy intenzity elektrického poľa šíriacej sa vlny

$$S = \frac{E^2}{2Z_0} = \frac{E^2}{240\pi} \quad (7.2)$$

Porovnaním vzťahov (7.1) a(7.2) môžeme určiť amplitúdu intenzity elektrického poľa, ktoré vytvorí vo vzdialenosti R izotropný žiarič vyžarujúci výkon P

$$E = \frac{\sqrt{60P}}{R} \quad (7.3)$$

V praxi sa však používajú smerové antény($G \neq 1$). Pole takouto anténou v smere maximálneho vyžarovania môžeme tiež určiť pomocou vzťahu(7.3), ak výkon P nahradíme ekvivalentným izotropným vyžiareným výkonom, t. j. súčinom energetického zisku antény G_1 (vzhľadom na izotropný žiarič) a výkonu privádzaného do antény P_1

$$E = \frac{\sqrt{60P_1G_1}}{R} \quad (7.4)$$

Jednotky, v ktorých sú vyjadrené jednotlivé veličiny v (7.4), nie sú najvýhodnejšie pre praktické použitie. Výhodnejší tvar vzťahu(7.4) dostaneme, ak vyjadríme vyžiarený výkon v kW, vzdialenosť v km a intenzitu elektrického poľa v mVm^{-1} . Potom

$$E = \frac{245\sqrt{P_1G_1}}{R} \quad (7.5)$$

V špeciálnom prípade, keď zdrojom je polvlnový dipól($G_1 = 1,64$), vzťah(7.5) môžeme napísať v tvare

$$E = \frac{314\sqrt{P_1}}{R} \quad (7.6)$$

Často je potrebné vypočítať miesto intenzity elektrického poľa v mieste príjmu skutočný výkon P_2 dodávaný prijímacou anténou do prijímača. Ak efektívna plocha antény je

$$A_{ef} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_2 \quad (7.7)$$

potom

$$P_2 = SA_{ef} = \frac{G_1P_1A_{ef}}{4\pi R_2} = \frac{G_1G_2\lambda^2P_1}{(4\pi R)^2} \quad (7.8)$$

1.4. Činiteľ tlmenia

Elektromagnetické vlny šíriace sa v reálnom prostredí sú viac alebo menej tlmené. Napr. pri šírení prízemnej vlny časť energie vlny preniká pod povrch Zeme a mení sa na teplo, časť energie sa rozptyľuje a iba pomerne malá časť energie dopadá na prijímaciu anténu.

Zmenšenie intenzity elektrického poľa vlny šíriacej sa v reálnom prostredí v porovnaní s intenzitou poľa, ktorá by existovala v ideálnom voľnom priestore, sa popisuje zavedením činiteľa tlmenia W . Keď pre dané podmienky šírenia vieme určiť činiteľ tlmenia, potom pre intenzitu elektrického poľa v mieste príjmu platí vzťah

$$E = \frac{245\sqrt{P_1 G_1}}{R} |W| \quad (7.9)$$

kde $[P] = kW$, $[R] = km$ a $[E] = mV/m$.

Činiteľ tlmenia je funkciou vzdialenosti R . V mnohých prípadoch sa tlmenie trasy mení s časom, preto činiteľ tlmenia je tiež funkciou času.

Výkon P_2 dodávaný prijímacou anténou do prijímača pri šírení elektromagnetických vln v reálnom prostredí určíme vynásobením vzťahu (7.8) druhou mocninou činiteľa tlmenia

$$P_2 = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_1}{(4\pi R)^2} |W|^2 \quad (7.10)$$

V praktických aplikáciách je výhodné vyjadriť výkon vysielacza a výkon privádzaný do prijímača v dB vzhľadom na jeden W(dBW). Vzťah (7.10) vyjadrený v logaritmickej stupnici potom má tvar

$$P_2 = P_1 + 20 \log \frac{\lambda}{4\pi R} + G_1 + G_2 + W \quad (7.11)$$

kde G_1, G_2 a W sú vyjadrené v dB. Veličina $20 \log(\lambda / 4\pi R)$ popisuje rozptyl elektromagnetickej energie pri šírení sa vlny vo voľnom priestore medzi izotropnými anténami a nazýva sa tlmenie voľného priestoru.

1.5. Fresnelove zóny

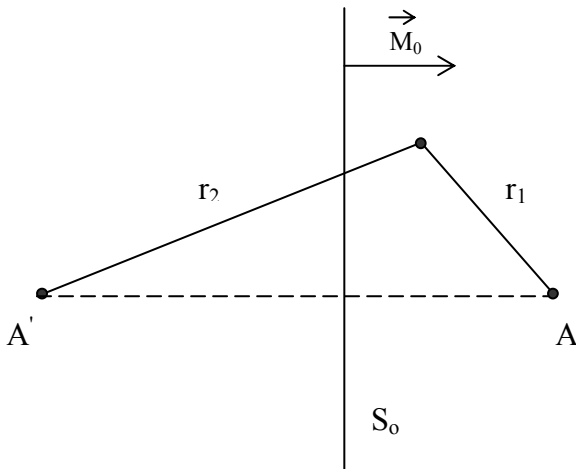
Pri analýze šírenia elektromagnetických vln musíme predovšetkým poznať, ktorá časť priestoru rozhodujúcim spôsobom ovplyvňuje šírenie, t. j. oblasť, v ktorej je elektromagnetická vlna "sústredená". Uvažujme dva body 0 a A vo voľnom priestore. Nech bod 0 je zdrojovým bodom. Obklopíme ho plochou Σ , ktorú tvorí rovina S_0 kolmá na priamku 0A a poglobuľa s nekonečne veľkým polomerom. V súlade s Huygensovým – Fresnelovým princípom (2.77) elektromagnetické pole v bode A je určené rozložením poľa na ploche Σ . Pretože pole zdroja 0 musí spĺňať podmienky vyžarovania, integrál po povrchu poglobule je nulový a pre pole v bode A dostaneme vzťah

$$\vec{E}(A) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \left(\psi \frac{\partial \vec{E}}{\partial n} - \vec{E} \frac{\partial \psi}{\partial n} \right) dS \quad (7.12)$$

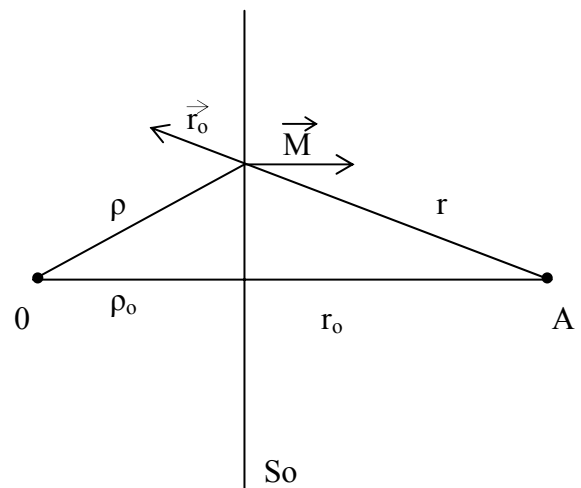
Greenova funkcia pre tento problém má tvar

$$\psi = \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} - \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \quad (7.13)$$

kde r_1 a r_2 sú vzdialenosti ľubovoľného bodu vnútri plochy Σ od bodu pozorovania A, resp. jeho zrkadlového obrazu A' (obr.7.3)



Obr. 7.3. Pomocný obrázok pre voľbu Greenovej funkcie



Obr. 7.4. K analýze integrálu vo vzťahu (7.18)

Na rovine S_0 je funkcia φ rovná nule (lebo $r_1 = r_2 = r$, obr.7.4) a pre jej deriváciu podľa normály platí vzťah

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{r}_0 \right) \quad (7.14)$$

V praktických prípadoch je vzdialenosť medzi zdrojovým bodom 0 a bodom pozorovania vždy veľká v porovnaní s vlnovou dĺžkou, preto môžeme zvoliť polohu roviny S_0 tak, aby jej vzdialenosť od bodov 0 i A bola veľká vzhľadom na λ

$$\zeta_0 \gg \lambda, \quad r_0 \gg \lambda \quad (7.15)$$

Za týchto predpokladov môžeme vzťah (7.14) napísať v tvare

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} \approx -jk \frac{e^{-jkr}}{r} \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{r}_0 \right) \quad (7.16)$$

Ak okrem toho ζ_0 je veľké v porovnaní s rozmermi zdrojovej oblasti, potom pole na rovine S_0 má tvar

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \frac{e^{-jk\zeta}}{\zeta} \quad (7.17)$$

kde vektor \vec{E}_0 popisuje smerové a polarizačné vlastnosti zdroja. Po dosadení vzťahov (7.16) a (7.17) do (7.12) môžeme vyjadriť elektrické pole v bode pozorovania vzťahom

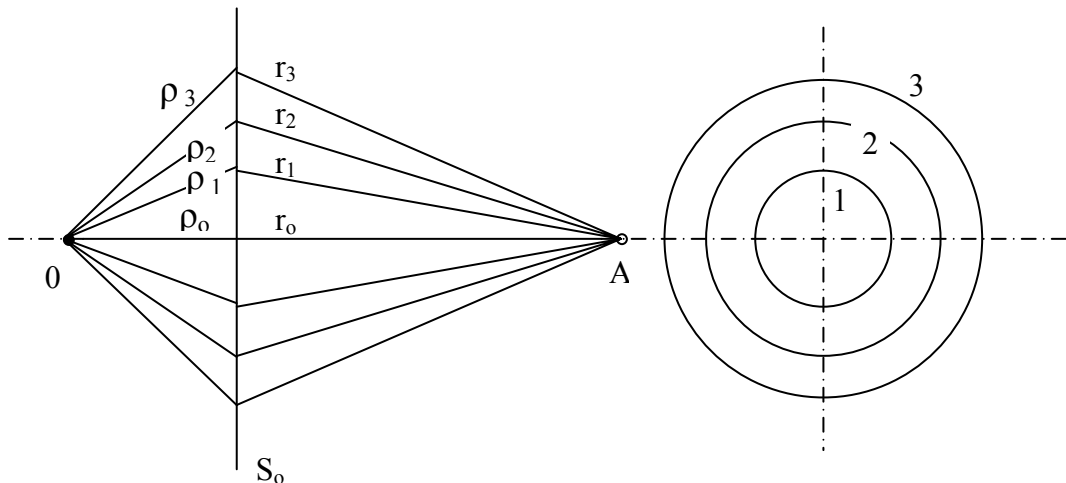
$$\vec{E}(A) = -\frac{j}{\lambda} \int_{S_0} \vec{E}_0 \frac{e^{-jk(\zeta+r)}}{\zeta} \left(\vec{n}_0 \cdot \vec{r}_0 \right) dS \quad (7.18)$$

Analýza integrálu vo vzťahu (7.18) umožňuje určiť významnú oblasť pre šírenie elektromagnetických vln. Každý element roviny S_0 vytvára v bode pozorovania A elementárne pole s amplitúdou

$$\frac{E_0}{\lambda} \cdot \frac{\left(\vec{n}_0 \cdot \vec{r}_0 \right)}{\zeta r} dS \quad (7.18a)$$

a s fázou (koeficient $-j$ neuvažujeme)

$$k(\zeta + r) \quad (7.18b)$$



Obr. 7.5. Fresnelove zóny

Rozdelíme rovinu S_0 na sústredné medzikružia tak, aby fázy elementárnych polí elementov plochy ležiacich v danom medzikruží sa nelíšili o viac ako 180° . Tieto medzikružia, tzv. Fresnelove zóny (obr.7.5) sú určené polermi ζ_n a r_n , pre ktoré platí rovnica

$$\zeta_n + r_n - \zeta_0 - r_0 = n \frac{\lambda}{2} \quad (7.19)$$

každá Fresnelova zóna vytvára v bode pozorovania zložky elektrického poľa, ktoré sa líši o 180° od fázy zložky elektrického poľa vytvorenej susednou zónou. Výsledné elektrické pole môžeme vyjadriť v tvare radu

$$E(A) = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (7.20)$$

pričom sčítance tohoto radu sa navzájom líšia tým menej, čím je kratšia vlnová dĺžka. Môžeme predpokladať, že každý člen radu(7.20) je približne rovný aritmetickému priemeru susedných členov. Ak prepíšeme rad (7.20) na tvar

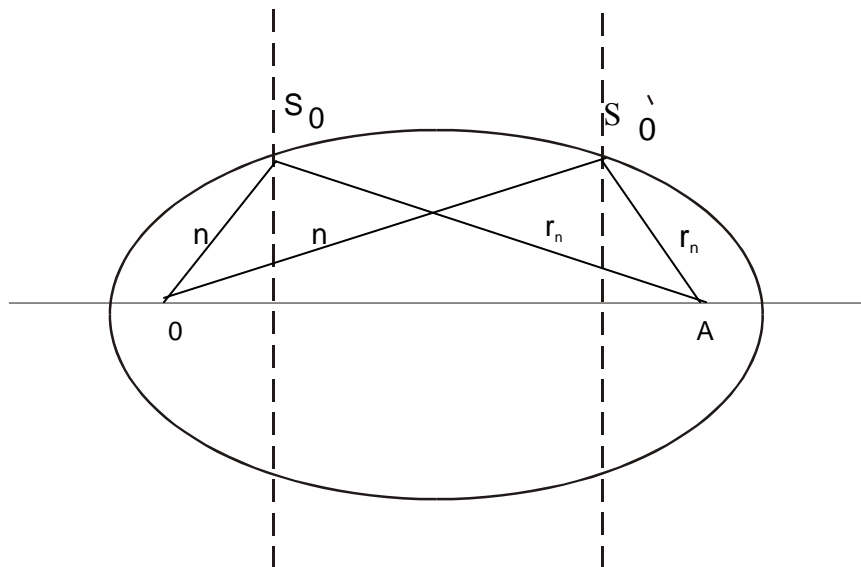
$$E(A) = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \quad (7.21)$$

a uvážime, že $\lim_{n \rightarrow \infty} E_n = 0$, dochádzame k záveru, že elektrické pole v bode pozorovania je približne rovné súčtu polí elementárnych zdrojov umiestnených v polovici prvej Fresnelovej zóny

$$E(A) \approx \frac{E_1}{2} \quad (7.22)$$

Tento vzťah platí tým presnejšie, čím lepšie je splnená nerovnosť $r_0 + \zeta_0 \gg \lambda$. V každom prípade je elektrické pole v bode A menšie ako súčet polí elementárnych zdrojov umiestnených v prvej Fresnelovej zóne

$$\frac{E_1}{2} < E(A) < E_1 \quad (7.23)$$



Obr.7.6.Priestorové Fresnelove zóny

Premiestnime teraz rovinu S_0 pozdĺž osi $0A$. Hranice Fresnelových zón budú opisovať povrchy elipsoidov s ohniskami v bodoch 0 a A (obr.7.6), pretože vzťah

$$\zeta_n + r_n = \zeta_0 + r_0 + n \frac{\lambda}{2} = konst. \quad (7.24)$$

je rovnica elipsoidu.

Z uvedených úvah vyplýva dôležitý záver. Pri šírení vlny medzi bodmi 0 a A rozhodujúcu úlohu hrá objem ležiaci vo vnútri prvej Fresnelovej zóny. Tento objem je tým ostrejšie ohraničený, čím silnejšie platia nerovnosti(7.15). Pri $\lambda \rightarrow 0$ všetky elipsoidy(priestorové

Fresnelové zóny) prechádzajú na úsečku OA, čo zodpovedá šíreniu vlny pozdĺž lúča (aproximácia geometrickej optiky).

Vypočítame rozmery Fresnelových zón. Označme polomer a – tej Fresnelovej zóny R_n .

Z jednoduchých geometrických vzťahov a z podmienky (7.13) vyplýva, že

$$\zeta_n = \sqrt{\zeta_0^2 + R_n^2} \approx \zeta_0 + \frac{R_n^2}{2\zeta_0} \quad (7.25)$$

$$r_n = \sqrt{r_0^2 + R_n^2} \approx r_0 + \frac{R_n^2}{2r_0} \quad (7.26)$$

S využitím vzťahov (7.25) a (7.26) a rovnice (7.19) môžeme vyjadriť polomery Fresnelových zón v tvare

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda\zeta_0 r_0}{\zeta_0 + r_0}} \quad (7.27)$$

plochy všetkých Fresnelových zón sú rovnaké a rovnajú sa

$$S_F = \frac{n\lambda\zeta_0 r_0}{\zeta_0 + r_0} \quad (7.28)$$