

4.4 Mikropáskový dipól

Základní teorie

Mikropáskové antény jsou v současných systémech bezdrátových komunikací velice rozšířeným druhem antén. Je to dáno tím, že tyto antény vynikají velice nízkým profilem, a proto mohou být bez větších potíží umísťovány na trupy letadel, na stěny budov, či na odvrácené strany mobilních telefonů. Navíc, mikropáskové antény jsou vyráběny stejnou technologií jako tištěné spoje, a proto je jejich výroba velmi levná a dobře reprodukovatelná. Konečně, mikropáskové antény lze velice snadno integrovat přímo do mikrovlnných obvodů, založených na mikropáskové technologii, a tudíž není zapotřebí žádných speciálních vedení, symetrizačních členů či konektorů, jako je tomu v případě většiny antén klasických [8].

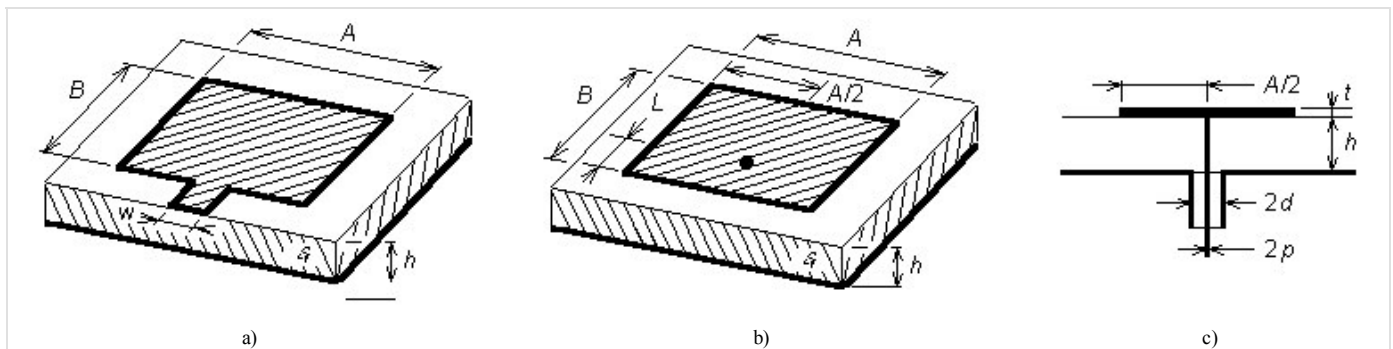
Nicméně, mikropáskové antény mají i své stinné stránky. Hlavní nevýhodou těchto antén přitom bývá jejich úzkopásmovost. Díky této úzkopásmovosti je pak velmi složité navrhovat mikropáskové anténní řady s dostatečně nízkou úrovní bočních laloků. Problémy mohou vznikat i s napájecím mikropáskovým vedením: jeho *parazitní vyzařování* může deformovat *směrovou charakteristiku* [8].

Jeden z nejčastěji používaných typů mikropáskové antény je schématicky nakreslen na obr. 4.4A.1a (*patch antenna*, v české literatuře se někdy používá termín *flíčková anténa*). Anténu tvoří vodivý obdélník o rozměrech $A \times B$, který je nanesený na dielektrickém substrátu. Anténa bývá napájena *mikropáskovým vedením* (na obr. 4.4A.1 vede mikropásek z dolní hrany substrátu šikmo zleva). Druhá strana substrátu (na obr. 4.4A.1a je nakreslena jako spodní) je souvisle pokovena. Tato pokovená strana tvoří jakýsi *reflektor* alespoň v tom smyslu, že má (z hlediska napájení) nulový potenciál a že omezuje vyzařování směrem *dolů*. V dalším textu tuto plochu nazýváme *zemní plochou*.

Na *mikropáskovou anténu*, napájenou *mikropáskovým vedením* (obr. 4.4A.1a) můžeme pohlížet jako na otevřené (nestíněné) mikropáskové vedení na konci naprázdno, které je u konce výrazně rozšířeno. Pokud se podél tohoto mikropáskového vedení šíří elektromagnetická vlna, dochází na nehomogenitách (skokové rozšíření mikropásku na hranici mezi napájecím vedením a anténním prvkem a otevřený konec vedení na konci mikropáskového elementu) k vyzařování elektromagnetické energie do okolního prostoru. Struktura se tedy chová jako vysílací anténa. Pokud je navíc délka mikropáskového anténního prvku rovna polovině vlnové délky na tomto rozšířeném vedení, *vstupní impedance antény* je čistě reálná [8]. Říkáme, že anténa je v rezonanci.

Vyzařování *mikropáskové antény* je možno vysvětlit i jinými způsoby. Můžeme např. vycházet z rozložení proudu na mikropáskovém anténním prvku, na který se pak můžeme dívat jako na *drátovou anténu*, sestávající z velmi širokého a velmi tenkého anténního vodiče. Nebo můžeme vyjít ze siločar vektoru elektrické intenzity na přední a na zadní hraně anténního prvku (z hlediska napájecího mikropásku) a vyzařování můžeme vysvětlit pomocí výrazné horizontální složky (tj. složky rovnoběžné se zemní plochou) vektoru elektrické intenzity na těchto hranách.

Alternativou k napájení mikropáskové antény mikropáskovým vedením je napájení koaxiálním kabelem (obr. 4.4A.1b). Zatímco vnější vodič koaxiálního kabelu je připojen k zemní desce, vnitřní vodič prochází otvorem v této zemní ploše směrem do dielektrického substrátu a přes něj pokračuje k mikropáskovému anténnímu prvku, na který je napojen (obr. 4.4A.1c). Velkou výhodou koaxiálního napájení je přitom výrazné potlačení parazitního vyzařování napájecího vedení [8].



Obr. 4.4A.1 Mikropásková anténa, sestávající z jediného obdélníkového mikropáskového anténního prvku.
a) napájení mikropáskovým vedením
b) napájení koaxiálním vedením
c) průřez anténou b) v rovině středního vodiče koaxiálního napaječe

Na druhou stranu však při koaxiálním napájení ztrácíme jednu významnou přednost mikropáskových antén, a to snadnou realizaci napájecího systému při sduzování mikropáskových anténních prvků do anténních soustav.

Nyní se však již věnujme matematickému modelování *mikropáskových antén*.

Díky velkému zájmu o tyto antény vzniklo a stále vzniká velké množství jejich různých modelů, které se od sebe v různých aspektech odlišují. Numerické modely mají různé obory platnosti (některé modely jsou dostatečně přesné pouze pro *nižší* mikrovlnné kmitočty, jiné platí jen v omezeném intervalu rozměrů). Velké rozdíly mezi numerickými modely jsou rovněž v jejich výpočetní náročnosti (zatímco některé modely je možno popsat vztahy v uzavřeném tvaru, takže jejich výpočetní nároky jsou minimální, jiné modely jsou založeny na numerických metodách, takže při dostatečně jemné diskretizaci musíme pracovat s rozlehlými maticemi, a tudíž potřebujeme velký výpočetní výkon). Velké odlišnosti jsou mezi metodami i v dosahované přesnosti.

My se budeme v našem výkladu věnovat modelování *mikropáskových antén* pomocí *momentové metody*, se kterou jsme se již seznámili v čl. 4.1. Jak již bylo řečeno, tato metoda vychází z Maxwellových rovnic v integrálním tvaru, takže namísto hledání rozložení elektrických a magnetických intenzit v celém okolí antény nám stačí pracovat s napětími a proudy na mikropáskovém anténním prvku.

V tomto článku učebnice si přitom situaci zjednodušíme. Nebudeme se totiž zabývat analýzou **flíčkové antény**, ale pouze analýzou symetrického **mikropáskového dipólu**, který je nakreslen na obr. 4.4A.2. U dipólu budeme předpokládat velmi malou šířku anténního mikropásku B . Potom po anténním vodiči potečou proudy pouze v podélném směru (směr x) a nám stačí řešit jednorozměrný problém, který je analogický k **drátovému dipólu** (čl. 4.1).

Při analýze budeme předpokládat nekonečně velkou plochu substrátu, nekonečně malou tloušťku pokovení $t \approx 0$, **dokonalou elektrickou vodivost** všech kovových ploch, bezztrátovost dielektrika a takové parametry volného prostoru okolo antény, které odpovídají parametrům vakua.

Předpokládejme, že na **mikropáskový dipól** dopadá **rovinná vlna** s úhlovým kmitočtem ω , která je popsána vektorem elektrické intenzity \mathbf{E}^I (horní index I symbolizuje dopadající vlnu, anglicky *incident*). Tato vlna na anténním vodiči indukuje vodivé proudy, které jsou popsány vektorem proudové hustoty \mathbf{J} . Jelikož na koncích mikropáskového dipólu nemají elektrické proudy kam téci, hromadí se zde náboj, popsáný nábojovou hustotou ρ . V následující půlvlně, kdy se mění orientace tečení vodivých proudů, náboj akumulovaný na ramenech dipólu odtéká [9].

Působení proudů můžeme popsat pomocí **vektorového potenciálu**

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \iint_S \{G_A(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}_0)\} dS_0 \quad (4.4A.1a)$$

působení nábojů pomocí **potenciálu skalárního**

$$V(\mathbf{r}) = \iint_S \{G_V(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \rho(\mathbf{r}_0)\} dS_0. \quad (4.4A.1b)$$

Hodnotu vektorového potenciálu $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ v *cílovém bodě* \mathbf{r} na **mikropáskovém dipólu** vypočteme postupným sčítáním příspěvků složek vektoru proudové hustoty \mathbf{J} ze všech bodů mikropáskového anténního prvku \mathbf{r}_0 , přičemž tento vektor proudové hustoty \mathbf{J} vždy násobíme příslušným sloupcem **dyadické Greenovy funkce** G_A . Na cílový bod, v němž hodnotu vektorového potenciálu počítáme, ukazuje polohový vektor \mathbf{r} . Sčítání příspěvků všech proudů tekoucích po povrchu mikropáskového dipólu k vektorovému potenciálu $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ v bodě \mathbf{r} provádí integrál přes celou plochu mikropáskového dipólu S . Na všechny **zdrojové body**, v nichž se nacházejí proudy přispívající k vektorovému potenciálu v bodě \mathbf{r} , postupně ukazuje během integrace polohový vektor \mathbf{r}_0 . Argumentem dyadické Greenovy funkce $\mathbf{r}|\mathbf{r}_0$ se tedy snažíme naznačit, že právě počítáme příspěvek proudu v bodě \mathbf{r}_0 k potenciálu v bodě \mathbf{r} .

Co se týká vztahu pro výpočet skalárního potenciálu, **dyadická Greenova funkce** G_A je nahrazena **skalární Greenovou funkcí** G_V a místo vektoru proudové hustoty vystupuje ve vztahu skalární hustota nábojová ρ . Vše ostatní ve vztahu (4.4A.1b) zůstává beze změny vůči (4.4A.1a).

Jak jsme zmínili výše, proudová a nábojová hustota na **mikropáskovém dipólu** jsou vzájemně svázané. Proto musíme vztahy (4.4A.1a) a (4.4A.1b) doplnit **rovnici kontinuity**, která tuto vazbu matematicky popisuje

$$-j\omega\rho = \nabla \cdot \mathbf{J}. \quad (4.4A.1c)$$

Vztah (4.4A.1c) v podstatě říká, že proud vytékající z určité uzavřené oblasti (viz divergence proudu na pravé straně) musí být roven poklesu náboje v této oblasti za jednotku času (viz záporná časová derivace nábojové hustoty na straně levé).

Máme-li vyjádřen jak vektorový tak skalární potenciál na ploše mikropáskového dipólu, můžeme konečně vypočíst elektrickou intenzitu vlny, která je vyzařována naší anténou

$$\mathbf{E}^S = -j\omega\mathbf{A} - \nabla V. \quad (4.4A.1d)$$

Časová derivace **vektorového potenciálu** $j\omega\mathbf{A}$ popisuje **dynamický příspěvek** elektrických nábojů na dipólu k vyzařované vlně (zdrojem vektorového potenciálu jsou totiž elektrické vodivé proudy, náboje v pohybu). Gradient **skalárního potenciálu** vyjadřuje **statický příspěvek** elektrických nábojů na mikropásku k vyzařované vlně (zdrojem skalárního potenciálu jsou v tuto chvíli statické náboje, koncentrované v blízkosti konců dipólu).

Konečně poslední záležitostí, o kterou se musíme postarat, jsou **okrajové podmínky**. Jelikož všechny kovové části naší antény jsou dokonale elektricky vodivé, musejí být složky vektoru elektrické intenzity, jež jsou k těmto plochám tečné, na těchto dokonalých plochách nulové

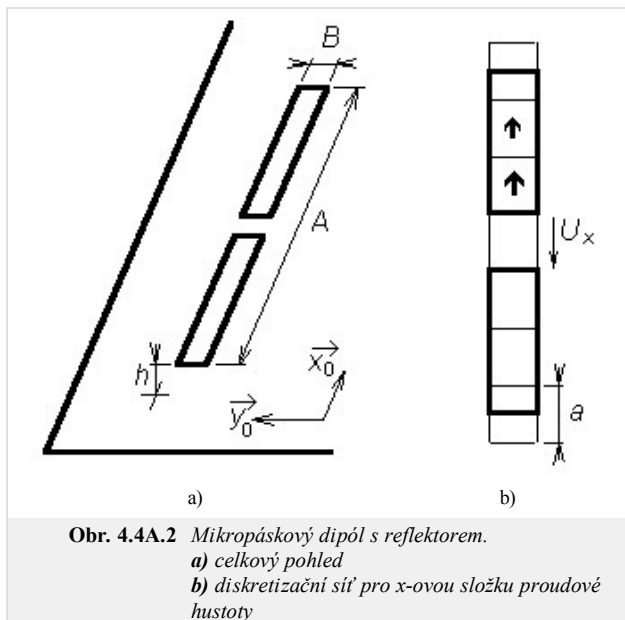
$$\mathbf{n}_0 \times \mathbf{E}^S = -\mathbf{n}_0 \times \mathbf{E}^I. \quad (4.4A.1e)$$

Ve výše uvedeném vztahu značí \mathbf{E}^S vektor elektrické intenzity vlny, která je anténou vyzařována, a \mathbf{E}^I je vektor elektrické intenzity vlny dopadající na anténu zvnějšku. Vektor \mathbf{n}_0 je jednotkovým vektorem, kolmým k dokonale elektricky vodivým plochám.

Jak jsme se již zmínili v čl. 4.1, analytické řešení systému rovnic (4.4A.1) není známo, a proto jej budeme řešit pro náš mikropáskový dipól numericky pomocí **momentové metody**.

V prvním kroku analýzy elektromagnetického pole naší mikropáskové antény si umístíme tuto anténu do **kartézského souřadného systému** (obr. 4.4A.2). Dále, vektorové rovnice (4.4A.1) přepíšeme ve zvoleném souřadném systému do rovnic skalárních. Navíc budeme uvažovat ten speciální případ, kdy se pohybujeme na ploše **mikropáskového dipólu** (zde známe díky **okrajovým podmínkám** hodnotu tečné složky elektrické intenzity, což v dalším s výhodou využijeme).

Začneme vztahem (4.4A.1a), který nám popisuje závislost **vektorového potenciálu** na vektorech proudových hustot. Vzájemný vztah mezi těmito dvěma veličinami je popsán **dyadickou Greenovou funkcí**. Jedná se v podstatě o matici 3×3 , jejímiž prvky jsou funkce popisující závislost složek x, y, z vektorového



Obr. 4.4A.2 Mikropáskový dipól s reflektorem.
a) celkový pohled
b) diskretizační síť pro x -ovou složku proudové hustoty

potenciálu na složkách vektoru proudové hustoty. Skalární složka G_A^{st} této dyadické Greenovy funkce může být tedy chápána jako s -tá složka vektorového potenciálu, jejímž zdrojem je elementární elektrický dipól (popsaný konstantním vektorem proudové hustoty), který je orientován do směru t . Je tedy zřejmé, že v našem případě bude mít dyadická Greenova funkce nenulovou pouze složku xx (za předpokladu velmi malé šířky mikropáskového dipólu je y -ová složka vektoru proudové hustoty nulová a jediná nenulová J_{xx} může být zdrojem jen x -ové složky vektorového potenciálu A_x ; ostatní složky vektoru \mathbf{A} budou nabývat nulové hodnoty).

Hodláme-li tedy vypočítat x -ovou složku **vektorového potenciálu** (tedy složku, která leží na ploše mikropáskového dipólu), přejde vztah (4.4A.1a) na tvar

$$A_x(x_m, y_n) = \iint_S \{G_A^{xx}(x_m, y_n|x', y')J_x(x', y')\} dx' dy'. \quad (4.4A.2)$$

Zde přitom značí (x_m, y_n) souřadnice bodu na ploše dipólu, v němž počítáme složku vektorového potenciálu A_x . Souřadnice (x', y') udávají polohu x -ové složky vektoru proudové hustoty, která přispívá k x -ové složce vektorového potenciálu. Souřadnice (x', y') se přitom během integrace postupně posunují po celé ploše dipólu S . Symbol J_x označuje x -ovou složku vektoru proudové hustoty, symbol G_A^{xx} reprezentuje x -ový diagonální člen **dyadické Greenovy funkce**.

Tím máme vztah (4.4A.1a) upraven pro speciální případ naší antény, a tudíž můžeme dále pokračovat úpravou rovnice (4.4A.1b). Protože se jedná o skalární vztah, obsahující pouze skalární veličiny, stačí nám v podstatě pouze pozměnit jeho formu tak, aby odpovídala zavedené souřadné soustavě

$$V(x_m, y_n) = \iint_S \{G_V(x_m, y_n|x', y')\rho(x', y')\} dx' dy'. \quad (4.4A.3)$$

Připomeňme, že skalární potenciál V opět počítáme na ploše dipólu, a to v bodě (x_m, y_n) . Při výpočtu tohoto potenciálu integrujeme po celé ploše dipólu součín **skalární Greenovy funkce** G_V a nábojové hustoty ρ . Posuv po ploše dipólu během integrace je přitom realizován změnou souřadnic (x', y') .

Dále se věnujeme **rovnici kontinuity** (4.4A.1c). Jelikož vektor proudové hustoty má pouze x -ovou složku (vodivé proudy mohou téci jen ve směru dipólu), můžeme tento vztah přepsat do tvaru

$$-j\omega\rho(x, y) = \frac{\partial J_x(x, y)}{\partial x}. \quad (4.4A.4)$$

Z (4.4A.4) můžeme vyjádřit nábojovou hustotu ρ jako funkci proudové hustoty J_x a můžeme ji dosadit do (4.4A.3). Tím vyloučíme ze vztahu (4.4A.3) nábojovou hustotu a oba potenciály budou pouze funkcemi složek vektoru hustoty proudové

$$V(x_m, y_n) - \frac{1}{j\omega} \iint_S \left\{ G_V(x_m, y_n|x', y') \left[\frac{\partial J_x(x', y')}{\partial x} \right] \right\} dx' dy'. \quad (4.4A.5)$$

V předposledním kroku dosadíme **vektorový potenciál** (4.4A.2) a **skalární potenciál** (4.4A.5) do vztahu (4.4A.1d), který nám umožňuje z těchto potenciálů vypočítat elektrickou intenzitu vyzařované vlny. Protože jak potenciál vektorový (4.4A.2) tak skalární (4.4A.5) jsou funkcemi neznámého rozložení proudové hustoty na ploše dipólu, bude i elektrická intenzita funkcí tohoto rozložení

$$E_x^S(x_m, y_n) = -j\omega A_x(x_m, y_n) - \frac{\partial V(x_m, y_n)}{\partial x}, \quad (4.4A.6)$$

$$E_x^S(x_m, y_n) = -j\omega \iint_S \{G_A^{xx}(x_m, y_n|x', y')J_x(x', y')\} dx' dy' + \frac{1}{j\omega} \iint_S \left\{ G_V(x_m, y_n|x', y') \left[\frac{\partial J_x(x', y')}{\partial x} \right] \right\} dx' dy'.$$

Velikost elektrické intenzity na ploše mikropáskového dipólu jsme schopni určit za předpokladu jeho dokonalé vodivosti z **okrajové podmínky** (4.4A.1e). Jedinou neznámou ve vztahu (4.4A.6) je tudíž proudová hustota J_x . A právě rovnici (4.4A.6) s neznámou funkcí $J_x(x, y)$ budeme řešit momentovou metodou.

Postup, jakým z (4.4A.6) získáme po částech konstantní aproximaci **proudového rozložení** na dipólu, jsme popsali již ve čl. 4.1.. Proto si nyní tento postup jen stručně připomeňme.

- Oblast, v které hledáme řešení integrální rovnice, musíme diskretizovat (plochu dipólu rozdělíme na vzájemně se nepřekrývající podoblasti, které spolu dohromady pokrývají celý analyzovaný dipól, viz obr. 4.4A.2b).
Při diskretizaci je nutno vzít v úvahu **okrajové podmínky**, které musejí být hledanými funkcemi splněny. V našem případě to znamená, že x -ová složka vektoru proudové hustoty J_x musí být nulová na hranách $x = 0, x = A$. Na konce dipólu se totiž můžeme dívat jako na otevřené konce mikropáskového vedení (na nich musejí ležet **uzly proudů**).
Při použití po částech konstantní aproximace složek vektoru proudové hustoty zajistíme splnění **okrajových podmínek** velmi jednoduše. Diskretizační síť **přetáhneme** o polovinu výšky diskretizačního prvku, a poté **vnutíme** těmto diskretizačním prvkům nulovou hodnotu proudu (viz obr. 4.4A.2b).
- Hledanou funkci $J_x(x, y)$ aproximujeme na základě **bázových funkcí** (nabývají jednotkové hodnoty nad plochou jedné buňky a nulové hodnoty nad plochami ostatních buněk), a na základě neznámých aproximačních koeficientů

$$\tilde{J}_x^{(n)}(x, y) = \sum_{nx=1}^{Nx} J_x^{(nx)} \Pi^{(nx)}(x, y). \quad (4.4A.7)$$

Ve výše uvedeném vztahu značí $J_x^{(nx)}$ aproximaci x -ové složky vektoru proudové hustoty nad plochou n -té buňky, $J_x^{(nx)}$ je **vzorek** přesné hodnoty této složky uprostřed n -té buňky, $\Pi^{(nx)}$ značí **bázovou funkci**, jejíž hodnota je jednotková v oblasti buňky číslo nx a nulová v oblastech ostatních buněk, a Nx je celkový počet buněk, z nichž sestává diskretizační síť pro výpočet proudové hustoty.

- Aproximaci (4.4A.7) dosadíme do výchozí rovnice (4.4A.6). Jelikož však aproximace (4.4A.7) nespĺňuje výchozí rovnici (4.4A.6) přesně, musíme tuto skutečnost respektovat přidáním **zbytkové funkce** $R_x(x, y)$ do vztahů (4.4A.6) společně s aproximací (4.4A.7)

$$R_x(x, y) = E^S(x, y) - \sum_{nx=1}^{Nx} \left\{ J_x^{(nx)} \iint_S [G_A^{xx}(x, y|x', y') + \bar{G}_V(x, y|x', y')] dx' dy' \right\}. \quad (4.4A.8)$$

V těchto vztazích značí G_A^{xx} x -ový diagonální člen **dyadické Greenovy funkce** a pomocí \bar{G}_V symbolizujeme parciální derivaci **skalární Greenovy funkce**

v posledním členu ve vztahu (4.4A.6).

Protože **bázové funkce** Π jsou na ploše příslušného diskretizačního prvku vždy jednotkové a na plochách ostatních prvků nulové, ve výše uvedeném zápisu se neprojeví. Dále by mělo být z tvaru výše uvedených vztahů zřejmé, že jsme při jejich odvozování zaměnili pořadí integrace a sumace a že jsme aproximační koeficienty J_x^{nx} , které jsou na ploše diskretizačního prvku vždy konstantní, vytkli před příslušné integrály.

4. Zbytkovou funkci $R_x(x, y)$ se budeme snažit minimalizovat. Čím nižších funkčních hodnot bude totiž zbytková funkce nabývat, tím více se bude naše aproximace přibližovat přesnému řešení. K minimalizaci přitom opět využijeme **metodu vážených reziduí**

$$\iint_S \{W_x(x, y)R_x(x, y)\} dx dy = 0. \quad (4.4A.9)$$

Ve výše uvedených vztazích značí R_x zbytkovou funkci počítanou podle (4.4A.8). Symbol W_x pak představuje vhodně zvolené **váhové funkce**. Váhouvat budeme opět **Diracovými impulsy**, abychom se díky jejich filtrační vlastnosti zbavili jednoho integrování

$$\iint_S \{\delta(x-x_m, y-y_n)R_x(x, y)\} dx dy = R_x(x_m, y_n). \quad (4.4A.10)$$

Přesnost metody, která využívá pro váhování **Diracových impulsů**, nemůže být příliš vysoká, protože díky těmto impulsům neminimalizujeme chybu aproximace globálně v celé analyzované oblasti, ale pouze v bodech, ve kterých Diracovy impulsy nabývají nenulové hodnoty (pracujeme jen s *momenty* zbytkové funkce).

5. Použijeme-li při váhování stejný počet **váhových funkcí** jako je počet neznámých aproximačních koeficientů, dospějeme k soustavě N lineárních rovnic pro N neznámých. Vyřešením této soustavy získáme dosud neznámé hodnoty aproximačních koeficientů, a tudíž budeme schopni sestavit aproximaci rozložení proudu na mikropáskovém dipólu. Ze známého proudového rozložení pak můžeme vypočíst všechny požadované technické parametry antény jako jsou **vstupní impedance**, **zisk** či **směrová charakteristika**.

Celý postup, který jsme zde shrnuli do bodů 1 až 5, je detailně popsán ve **vrstvě B** a v publikacích [10] a [11]. Nahradíme-li při tomto postupu všechny derivace **středovými diferencemi**, dojdeme k maticové rovnici

$$\mathbf{U}_x = \mathbf{Z}_{xx} \mathbf{I}_x. \quad (4.4A.11)$$

V této rovnici značí \mathbf{U}_x sloupcový vektor napětí ve směru x na buňkách. Tato napětí vypočteme tak, že x -ovou složku vektoru elektrické intenzity násobíme x -ovým rozměrem diskretizační buňky

$$U_x(m, n) = E_x(m, n)a. \quad (4.4A.12)$$

Symbol a značí výšku diskretizační buňky (tedy rozměr buňky ve směru x).

Jelikož předpokládáme, že náš **mikropáskový dipól** je vyroben z dokonale elektricky vodivého materiálu (a tudíž je napětí na tomto materiálu nulové), bude napěťový vektor sestávat (vyjma elementů odpovídajících budícím buňkám) ze samých nul.

Dále, \mathbf{I}_x je sloupcový vektor proudů ve směru x . Tento vektor je pro nás v tuto chvíli neznámý. Prvky vektoru \mathbf{I}_x jsou přitom se složkou vektoru proudové hustoty J_x svázán vztahem

$$I_x(m, n) = J_x(m, n)B \quad (4.4A.13)$$

(B je šířka dipólu, a tedy i diskretizační buňky). Impedanční matice \mathbf{Z}_{xx} popisuje příspěvky proudů \mathbf{I}_x a příspěvky nábojových hustot ρ (vyjádřených na základě **rovnice kontinuity** (4.4A.4) pomocí x -ových složek vektoru proudové hustoty J_x na buňkách) k napětím \mathbf{U}_x na těchto buňkách. Jednotlivé prvky impedanční matice \mathbf{Z}_{xx} přitom známe (viz **vrstva B**)

$$Z_{xx}(m, n) = \frac{j\omega a}{B} \Gamma_A^{xx}(m, n) + \frac{1}{j\omega a B} [\Gamma_V(m^+, n^+) - \Gamma_V(m^-, n^+) - \Gamma_V(m^+, n^-) + \Gamma_V(m^-, n^-)]. \quad (4.4A.14)$$

K vyčíslení impedanční matice \mathbf{Z}_{xx} potřebujeme znát hodnoty integrálů Greenových funkcí Γ_A^{xx} a Γ_V přes plochu diskretizační buňky pro různé vzdálenosti mezi buňkou zdrojovou (přes jejíž plochu integrujeme rozložení nábojů a proudů) a buňkou cílovou (na jejíž ploše počítáme elektrickou intenzitu). Popis numerického výpočtu těchto integrálů v Matlabu popisujeme ve **vrstvě D**.

Hotový matlabovský program, který pomocí popsané metody analyzuje náš **mikropáskový dipól**, popisujeme z uživatelského hlediska ve **vrstvě C**. Na tomto místě si tedy uvedeme pouze ilustrační výsledky, kterých bylo pomocí tohoto programu dosaženo.

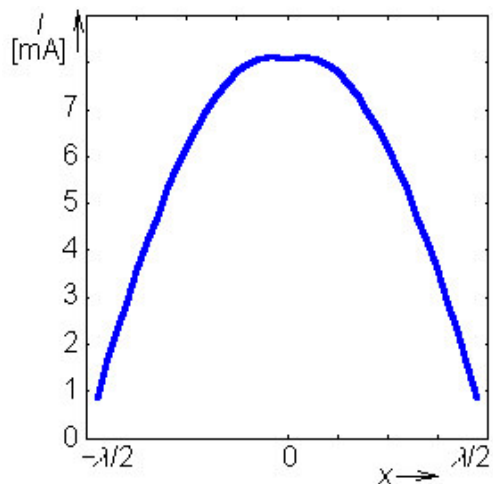
Pro jednoduchost předpokládáme, že substrát mezi dipólem a reflektorem má parametry vakua. Je-li náš dipól stejně dlouhý jako polovina vlnové délky a je-li široký $B = \lambda/1000$, dostáváme následující vstupní impedance (v prvním řádku tabulky uvádíme počet diskretizačních buněk, na něž byla anténa rozdělena):

Tab. 4.4A.1 *Vstupní impedance pro různý počet buněk*

N	10	20	30	40
$R_{vst} [\Omega]$	95.2	97.3	98.0	98.4
$X_{vst} [\Omega]$	72.4	73.6	74.7	75.5

Z uvedených výsledků je vidět, že metoda vykazuje při změně počtu diskretizačních prvků celkem stabilní chování. A navíc, vstupní impedance našeho mikropáskového dipólu s reflektorem, vypočtená *momentovou metodou*, je velmi blízká výsledkům analytických výpočtů, předpokládajících sinusové rozložení proudu J_x na drátovém symetrickém dipólu s nekonečně rozlehlým reflektorem; pro drátový dipól dostáváme *odpor záření antény* vztažený k jejímu vstupu o hodnotě $R_\Sigma = 85.6 \Omega$.

Pokud bychom se zajímali o aproximaci rozložení x -ové složky proudu podél mikropáskového dipólu, tu můžeme vykreslit vynesáním aproximačních koeficientů z vektoru \mathbf{I}_x do grafu. Dostali bychom tak průběh velmi blízký sinusovému rozložení proudu (viz obr. 4.4A.3).



Obr. 4.4A.3 *Proudová distribuce na půlvlnném symetrickém mikropáskovém dipólu s rovinným reflektorem ve vzdálenosti rovné čtvrtině vlnové délky. Distribuce byla počítána pro 40 buněk.*