ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta Elektrotechnická

Katedra Elektromagnetického pole

Výpočet vícenásobné terénní difrakce metodou fyzikální optiky

Multiple Terrain Diffraction Calculation Using Physical Optics Method

Bakalářská práce

ABAP20

Sudijní program: Komunikace, multimedia a elektronika

Studijní obor: Komunikační technika

Vedoucí práce: Ing. Pavel Valtr, Ph.D.

Vypracoval: Dolotin Dmitriy

Praha 2018

Prohlášení autora práce

Prohlašuji, že jsem předloženou práce vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných práci.

V Praze dne ....

Podpis autora práce

Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu práce Ing. Pavlu Valtrovi, Ph.D. za odborné vedení při zpracování mého projektu a za konzultace k jejímu obsahu.

Abstrakt

Práce se zabývá studiem možností výpočtu vícenásobné terénní difrakce. Dalším cílem je implementace metody fyzikální optiky, která slouží k hodnocení radiového spoje do prostředí MATLAB a následné porovnání dosažených výsledků s dvoupaprskovou metodou, metodou unifromní teorie difrakce, aproximačními metodami a experimentálně naměřenými hodnotami při šíření na reálným terénem.

Klíčová slova

Difrakce, klínová překážka, uniformní teorie difrakce, UTD, fyzikální optika, Deygoutova metoda, Bullingtonova metoda, Japonská metoda, Epstein-Petersenova metoda, MATLAB

Abstract

Focus of this thesis is studying different methods for multiple edge diffraction calculation. The next goal is to implement Physical optics, which is used to predict field-strength for wireless systems to MATLAB enviroment and then compare simulated data with two-ray ground-reflection model, uniform theory of diffraction, terrain approximation methods and experimental data for propagation over real terrain.

Key words

Diffraction, wedge obstacle, uniform theory of diffraction, UTD, physical optics, Deygout approximation, Bullington approximation, Japanese approximation, Epstein-Peterson approximation, MATLAB.

Obsah

1 Úvod

Fyzikální optika nebo tzv. Fresnel-Kirchhoffův terém se často používá pro predikci šíření vln nad reálným terénem. Nevýhodou metody je časová náročnost, ale spolu s účinně navrženým způsobem numerické integrace může být efektivně použita pro návrh bezdratových spojů. Metoda se zejména používá v rozsahu VHF a UHF, ale obecně nemá žádné frekvenční omezení.

V rámci této práci se zaměřím na implementaci metody fyzikální optiky do prostředí MATLAB pro vyhodnocení difrakčních ztrát při šíření vlny nad zadaným reálným terénem. Nejprve si ověřím funkčnost metody porovnáním výsledků s jinými znamými metodami jako například dvoupaprskový model šíření a uniformní teorie difrakce. Následně provedu porovnání dosažených hodnot a hodnot experimentálně naměřených.

V první části práce jsou teoreticky popsány základní vlastnosti šíření vlny v prostředí a je vysvětlen dvoupaprskový model. Dále je vypracován přehled základních metod pro výpočet ztrát způsobených vícenásobnou difrakci. V této kapitole jsou popsány jednotlivé principy, vztahy pro výpočet a podmínky použití.

Další část práce se zabývá implementaci dvoupaprskového modelu, UTD a fyzikální optiky do prostředí MATLAB. Je vysvětlena volba konkretných parametrů potřebných pro výpočet. Poté následuje porovnání nejprvé jednotlivých metod. Potom je uvedeno srovnání s naměřenými hodnotami na reálném terénu.

V závěru je hodnocení metody fyzikální optiky z hlediska přesnosti a časové náročnosti.

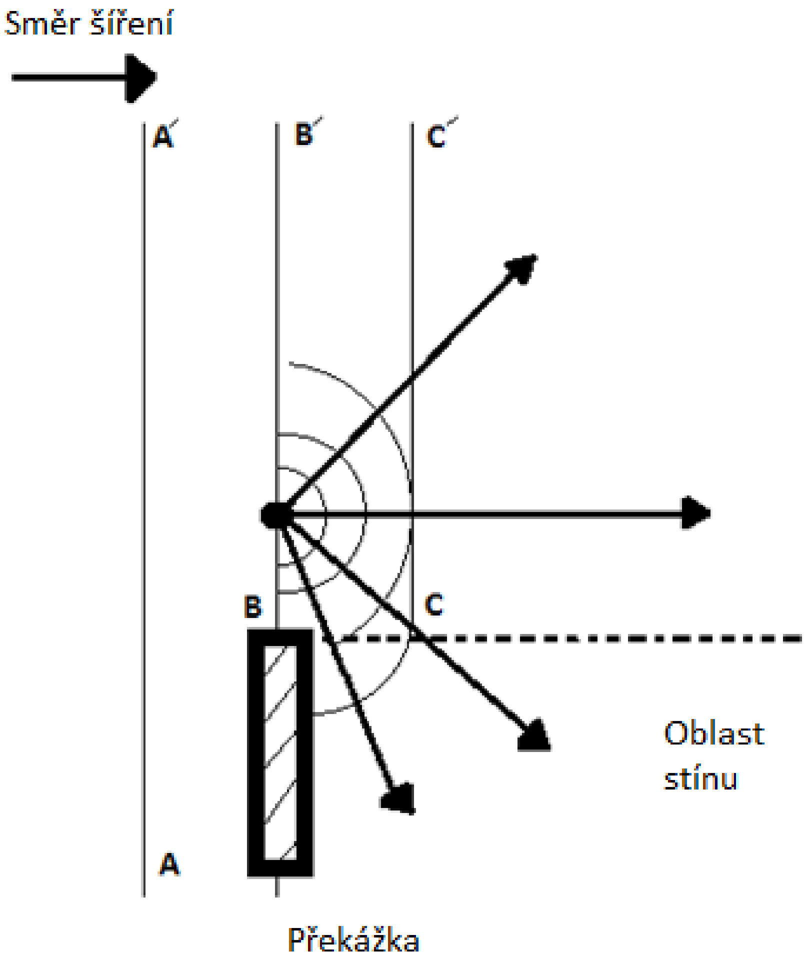
2 Teoretický rozbor

2.1 Heygensův princip

Huygensův princip, který lze odvodit z Maxwellovych rovnic, pomáhá v případě když vlnoplocha naráží na relativně málou překážku. Tento princip říká, že v každém okamžiku lze každý bod vlnoplochy chápat jako nový zdroj sekundárního vlnění. Další vlna je dána vnější obálkou sekundárních vln, šířících se z těchto zdrojů, viz *Obr. 2.1.* [1][2]

2.2 Difrakce na ostrém břitu

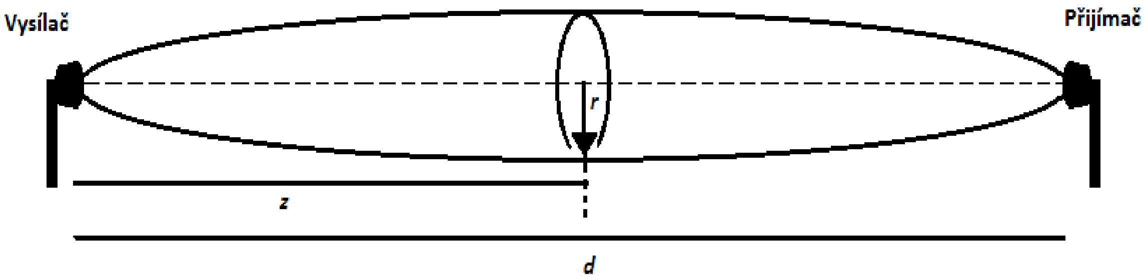
Nyní si představíme, že se vlna setkává z překažkou, viz *Obr. 2.1*. V souladu s optickou teorii paprsků se v oblasti stínu nesmí objevit elektromagnetické pole. Ale s využitím Huygensova principu se dá považovat, že vlnoplochy, které vznikají na přímce BB´se síří i v oblasti stínu a jsou dané interferencí všech takto vzniklých vlnoploch. Jev, který představuje ohyb radiovlnami prekážek se nazývá difrakce. V případě, že jde o elementární případ difrakci na polorovině, která dokonale absorbuje dopadající energii, jedná se o difrakci na ostrém břitu. [4] [3]



Obr. 2.1 : Huygensův princip a difrakce na ostrém břitu.

2.3 Fresnelův elispoid

Fresnelův elipsoid nebo Fresnelova zóna je elispa kruhového průřezu. Představuje prostor ve kterém se šíří elektromagnetické vlny od jedné antény ke druhé, viz *Obr. 2.2*. Obecně Fersnelova zóna může být n-tého řádu, ale většina energie se šíří v prvním řádu. Pokud první Fresnelova zóna není zastíněná překažkou, mluvíme o příme radiové viditelnosti. [1]



Obr. 2.2 : Fresnelův elipsoid.

2.4 Difrakční útlum

Jedným z nejdůležitějších parametrů pro výpočet útlumu způsobeného difrakcí je míra zastínění přímé viditelnosti mezi vysilačem a přijímačem. Tento parametr je definován dle [1] takto:

$$\upsilon = h\sqrt{\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda d_1 d_2}} \tag{2.1}$$

nebo

$$\upsilon = \alpha\sqrt{\frac{2 d_1 d_2}{\lambda (d_1 + d_2)}} \tag{2.2}$$

kde λ je vlnová délka, $d_{1,2}$ jsou vzdálenosti vysilač - překážka, resp. překážka -přijímač, *h* je výška překážky, viz *Obr. 2.3*.

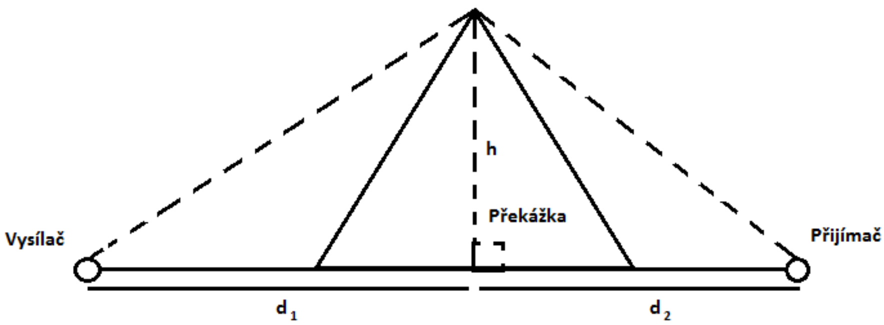
Parametr υ může nabývat i záporných hodnot v případě že se překážka nachází pod spojnici Vysílač - Přijímač, viz *Obr. 2.4*.

Výraz (2.3) má název Fresnelův komplexní integrál. Řešení je možné vyjádřit jako poměr intenzity pole E na vstupu přijímače když spoj je zastíněn překážkou a E_0 v případě přímé viditelnosti:

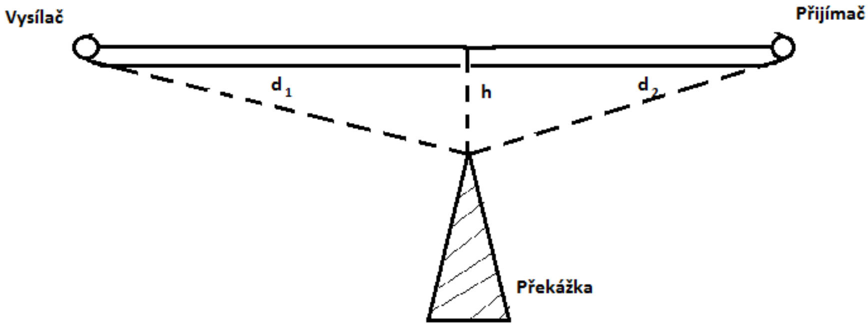
$$\frac{E}{E_0} = \frac{1+j}{2}\int_{\upsilon}^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}s^2}\,ds \tag{2.3}$$

Pro υ>-0,78 tento integrál lze aproximovat kvatratickou funkci (1.4), která bude velmi přesně reprezentovat závislost útlumu na parametru zastínění υ [6], viz *Obr. 2.6.*

$$L\,(\upsilon) = 6{,}9 + 20\log\left(\sqrt{(\upsilon-0{,}1)^2+1}+\upsilon-0{,}1\right)[dB] \tag{2.4}$$

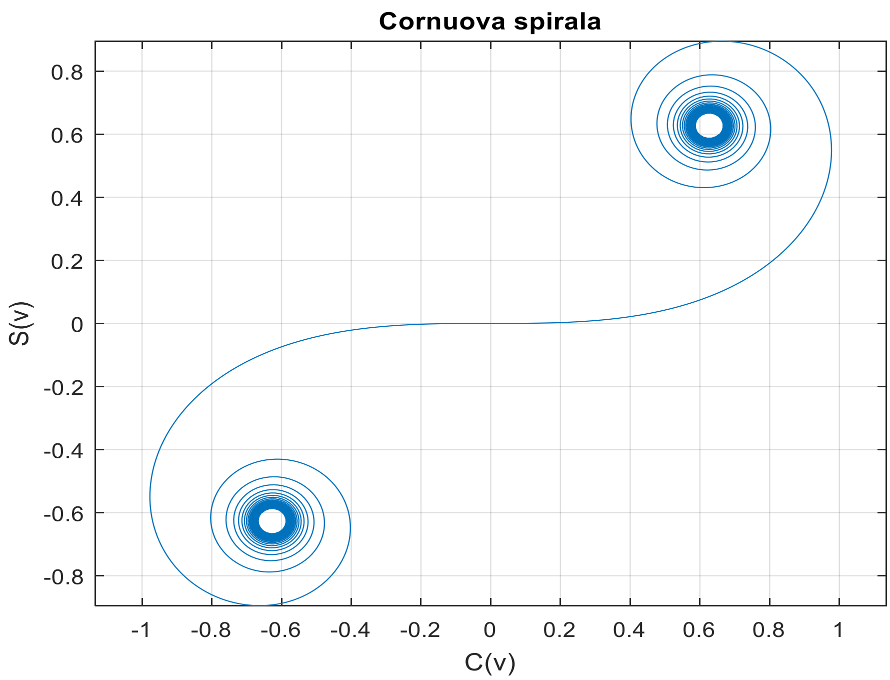


Obr. 2.3: Geometrie pro řešení difrakci na ostré překážce.

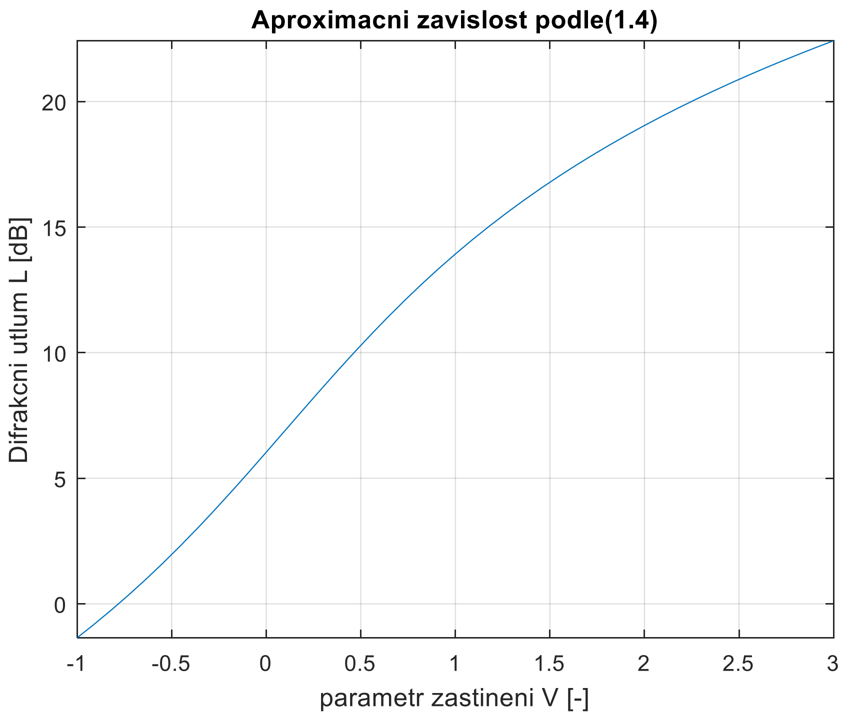


Obr. 2.4 : Překážka je pod spojnici vysílač – přijímač.

Řešit tento integrál je nutné buď graficky, ve výsledku dostaneme tzv. Cournuovu spirálu (viz *Obr. 2.5*) nebo numericky a to pomoci koeficientů Boersma nebo počitačově [7].



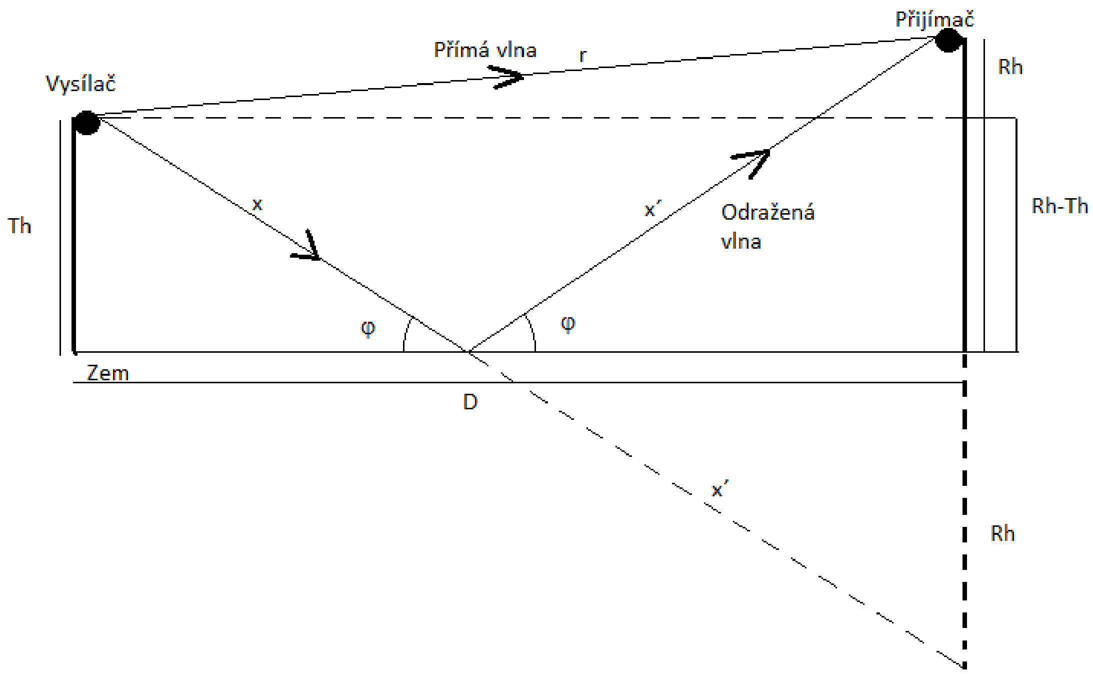
Obr. 2.5 : Cornuova spirála.



Obr. 2.6 : Aproximační závislost.

2.5 Pozemní dvoupaprskový model šíření

Pozemní dvou-paprskový model se používá pro predikci ztrát mezi vysílačem a přijímačem, které obecně mají libovolnou výšku. Základem metody je rozdělení šířící se vlny do dvou složek: přímá vlna a odražená.



Obr. 2.7 : Pozemní dvou-paprskový model.

Z *Obr. 2.7* použitím jednoduchých trigonometrických vzorců lze odvodit délku dráhy odraženého (2.5) a přímého (2.6) paprsku.

$$x + x' = \sqrt{(T_h + R_h)^2 + D^2} \tag{2.5}$$

$$r = \sqrt{(T_h - R_h)^2 + D^2} \tag{2.6}$$

kde T_h - výška vysílače, R_h - výška přijímače a D - vzdálenost vysílač-přijímač.

3 Základní modely a metody pro výpočet vícenásobné difrakci

3.1 Uniformní teorie difrakce

Problematika je znázorněná na *Obr. 3.1.* Dvourozměrný diagram překážky ve tvaru klínu s ideálně rovnými hranami. Konvenční označení hran je „o-face“ a „n-face“. Všechny úhly jsou změřené od hrany o-face. Vnitřní úhel klínu je dán jako *(2-n)*π a je menší než 180 stupňů. E_0 je intenzita pole ve vrcholu klínu [5]. Výsledný vstah popisující pole v oblasti stínu je:

$$E^d(s) = E_0 \overline{D} A\left(s', s\right) e^{-jks} \tag{3}$$

kde $\overline{D}$ reprezentuje dyadický difrakční koeficient dané překážky ve tvaru klínu.

Koeficient *A* popisuje změnu amplitudy podél difraktováného paprsku a platí:

$$A\left(s', s\right) = \sqrt{\frac{s'}{s\left(s' + s\right)}} \tag{3.1}$$

Zóny v blízkosti oblasti stínu a odrazů ve kterých dochází k rychlým změnám pole se také nazývají přechodové zóny. Vzorec pro výpočet dyadického difrakčního koeficientu ideálně vodivé překážky tvaru klínu platný pro všechny možné polohy přijímače má tvar [4][5]:

$$\begin{aligned} D_{\mathrm{s,h}} = \frac{-\exp\left(-\frac{j\pi}{4}\right)}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\beta} \Bigg[& \cot\left(\frac{\pi + \left(\varphi - \varphi'\right)}{2n}\right) F\left[kLa^{+}\left(\varphi - \varphi'\right)\right] \\ & + \cot\left(\frac{\pi - \left(\varphi - \varphi'\right)}{2n}\right) F\left[kLa^{-}\left(\varphi - \varphi'\right)\right] \\ & \pm \left\{ \cot\left(\frac{\pi + \left(\varphi + \varphi'\right)}{2n}\right) F\left[kLa^{+}\left(\varphi + \varphi'\right)\right] \right. \\ & \left. + \cot\left(\frac{\pi - \left(\varphi + \varphi'\right)}{2n}\right) F\left[kLa^{-}\left(\varphi + \varphi'\right)\right] \right\} \Bigg] \end{aligned} \tag{3.2}$$

kde

$$F(X) = 2j\sqrt{X}\exp(jX)\int_{\sqrt{X}}^{\infty}\exp(-j\tau^2)\,d\tau \tag{3.3}$$

$$a^{\pm}(\beta) = 2\cos^2\left(\frac{2n\pi N^{\pm} - \beta}{2}\right) \tag{3.4}$$

kde $N^{\pm}$ jsou řešení rovnice zakrouhlená na celá čísla a uvažuje se pouze kladná hodnota kvadratického kořene [5].

$$2\pi nN^{+} - \beta = \pi \tag{3.5}$$

$$2\pi nN^{-} - \beta = -\pi \tag{3.6}$$

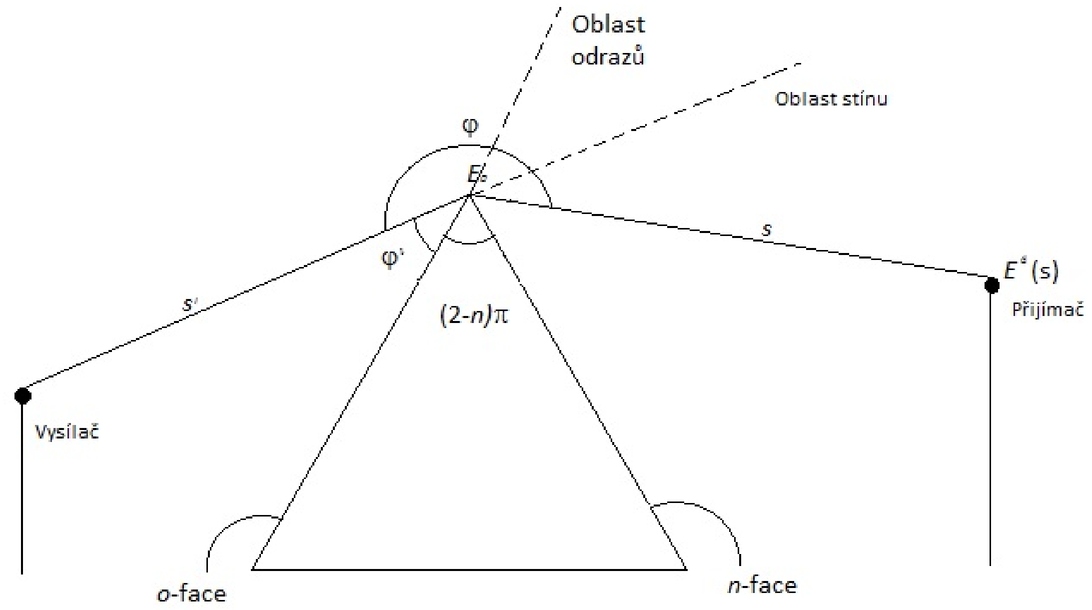
$$\beta = \varphi \pm \acute{\varphi} \tag{3.7}$$

Přechodovou funkci danou vztahem (3.3) lze pro zjednodušení budoucí implementaci do prostředí Matlab aproximovat jako:

$$F(X) = \left(\sqrt{\pi X} - 2Xe^{-\frac{j\pi}{4}} - \frac{2X^2 e^{-\frac{j\pi}{4}}}{3}\right)e^{-j\left(X+\frac{\pi}{4}\right)} \quad \text{pro} \quad 0 \le X \le 0{,}3 \tag{3.8}$$

$$F(X) = 1 + \frac{j}{2X} - \frac{3}{4X^2} - \frac{15j}{8X^3} + \frac{75}{16X^4} \quad \text{pro} \quad X > 5{,}5 \tag{3.9}$$

$$F(X) = F^{*}(|X|) \quad \text{pro} \quad X < 0 \tag{3.10}$$



Obr.3.1 : Uniformní teorie difrakce

kde F^* je komplexně združená fuknce.Pro $0{,}3 \leq X \leq 5{,}5$ platí interpolační hodnoty:

X	*F(X)*
0.3	0.5729 + j 0.2677
0.5	0.6768 + j 0.2682
0.7	0.7439 + j 0.2549
1.0	0.8095 + j 0.2322
1.5	0.8730 + j 0.1982
2.3	0.9240 + j 0.1577
4.0	0.9658 + j 0.1073
5.5	0.9797 + j 0.0828

Tab.2.6.: Interpolační hodnoty přechodové funkce

Metoda UTD umožňuje také vypočet i v případě když oblast stínu a obast odrazů jsou velmi blízko k sobě anebo když hranice obou je stejná přímka. Tento případ nastává, když

$\varphi^{\prime}$ = 0 nebo $n\pi$ = 0 a když $\varphi^{\prime} \approx n\pi/2$ a n ≈ 1. Tyto hranice jsou reálné pro $\varphi^{\prime} \in (0, n\pi)$, jinak jsou imaginární [5].

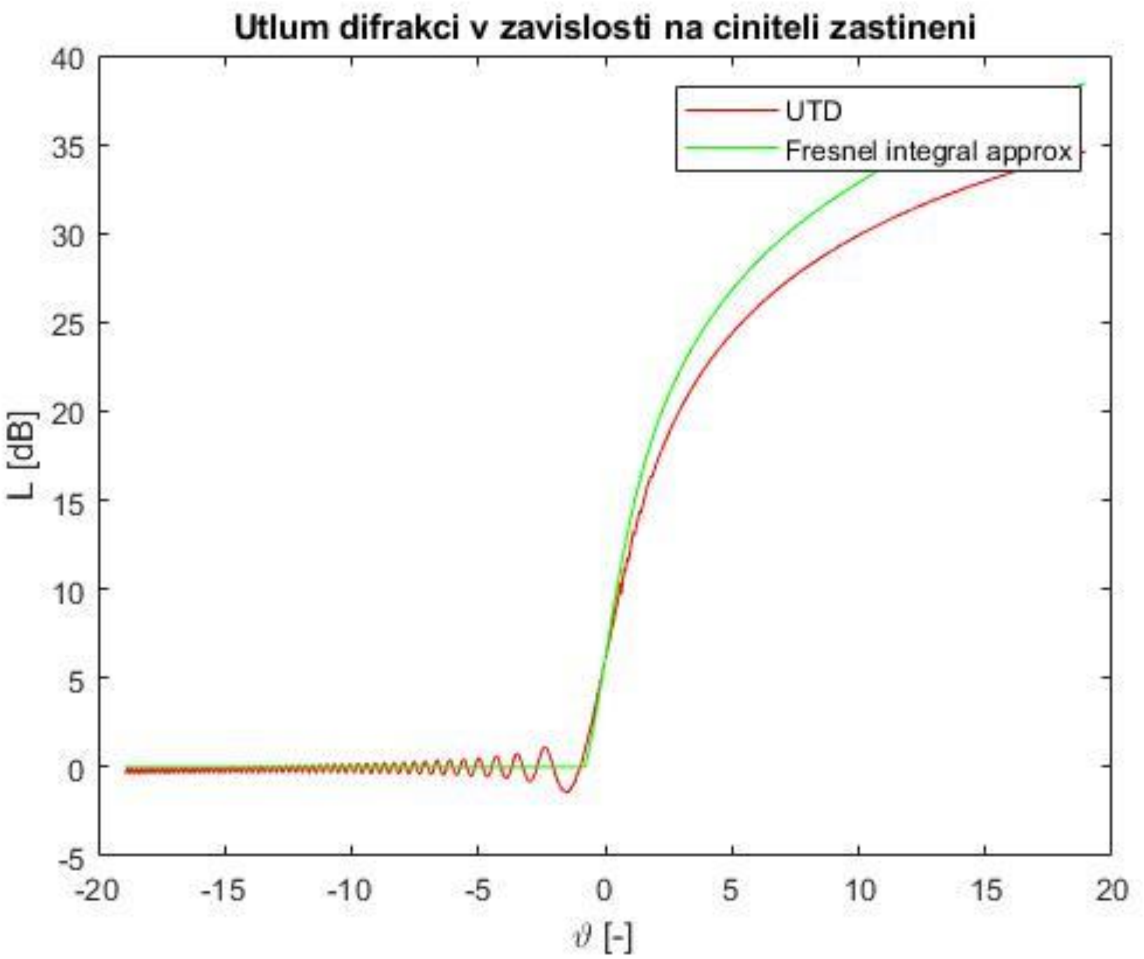
L je parametr vzdálenosti určený pro daný typ vlnění:

$$L = s \sin^2\beta_0 \quad \text{pro rovinnou vlnu} \tag{3.11}$$

$$L = \frac{rr^{\prime}}{r + r^{\prime}} \quad \text{pro kuželovitou vlnu} \tag{3.12}$$

$$L = \frac{ss^{\prime}}{(s + s^{\prime})} \sin^2\beta_0 \quad \text{pro kulovou a válcovou vlnu} \tag{3.13}$$

Podle [5] pro přesný výpočet difrakčního parametru *D* je nutné aby *kL*>1 nebo *kL*>3 pokud *n* se blíží k 1.



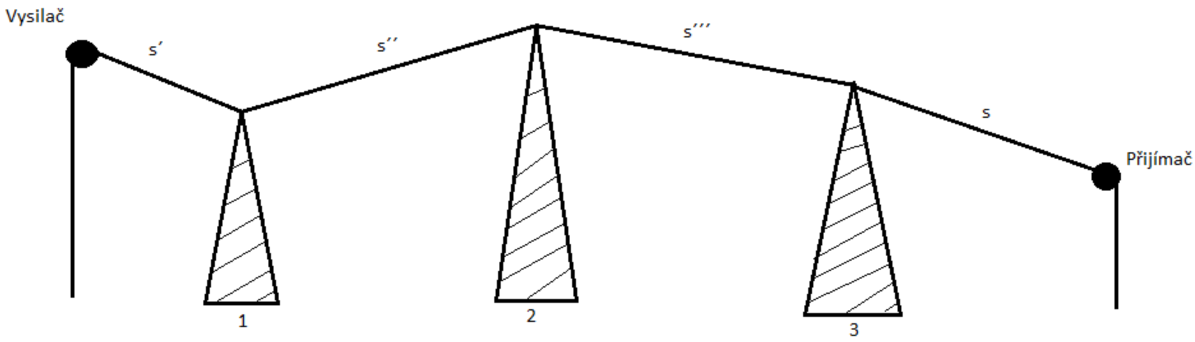
Obr. 3.2: Útlum difrakcí v závislosti na činitele zastínění. Porovnání UTD a (1.4)

Jediný rozdíl ve vzorcích pro vypočet difrakčního koeficientu je vztah pro určení koeficientů *A,* které pro případ znázorněny na *Obr. 3.3* bude mít tvar dle [8]:

$$A_{s12} = \sqrt{\frac{S'}{S''(S' + S'')}} \tag{3.14}$$

$$A_{123} = \sqrt{\frac{S' + S''}{S'''(S' + S'' + S''')}} \tag{3.15}$$

$$A_{123} = \sqrt{\frac{S' + S'' + S'''}{S(S' + S'' + S''' + S)}} \tag{3.16}$$



Obr. 3.3: Použití UTD pro výpočet terénní difrakci.

Vzorec (3.15) se také často nazývá dvojitá difracke a (3.16) – trojitá [8].

Prvním krokem v implementaci dané metody pro výpočet vícenásobné difrakce je použit tzv. metodu „natažené struny“. Metoda spočívá v tom, že najdeme vrcholy terénu s největším činitelem zastínění. Tím se většinou omezíme pouze na několik překážek, které můžeme předpokladat za břitové.

Postup výpočtu je následující:

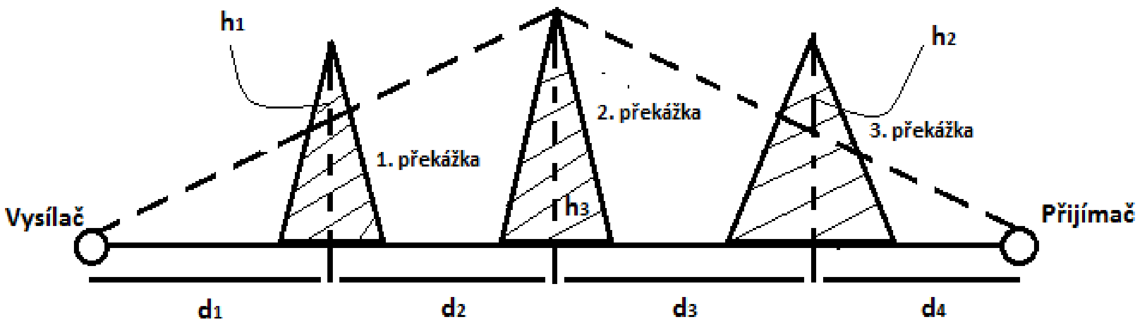
Použitím UTD metody spočítá se intenzita ve vrcholu druhé dominatní překážky, což zohlední vliv první překážky na celkový útlum. Potom si představíme, že ve vrcholu první překážky je vysílač a stejně pomocí UTD metody spočteme rozložení pole ve vrcholu třetí překážky. Identickým způsobem se postupuje do té doby, když se dostaneme do polohy přijímače.

3.2 Aproximační metody

Některé z aproximačních metod jsou jednodušší, ale vykazují větší nepřesnosti, nebo naopak existují složitější metody s vysokou přesnosti. V této práci jsem se zaměřil na popis čtyř nejzákladnějších metod: Bullingtonova, Epstein-Petersonova, Japonská a Deygoutova. Každá z těchto metod vede přes několik kroků na případ pro jednoduchou difrakci s jednou překážkou [1]. Přesnost jednotlivých metod záleží na konkretní situaci a tvaru terénu.

3.2.1 Deygoutova metoda

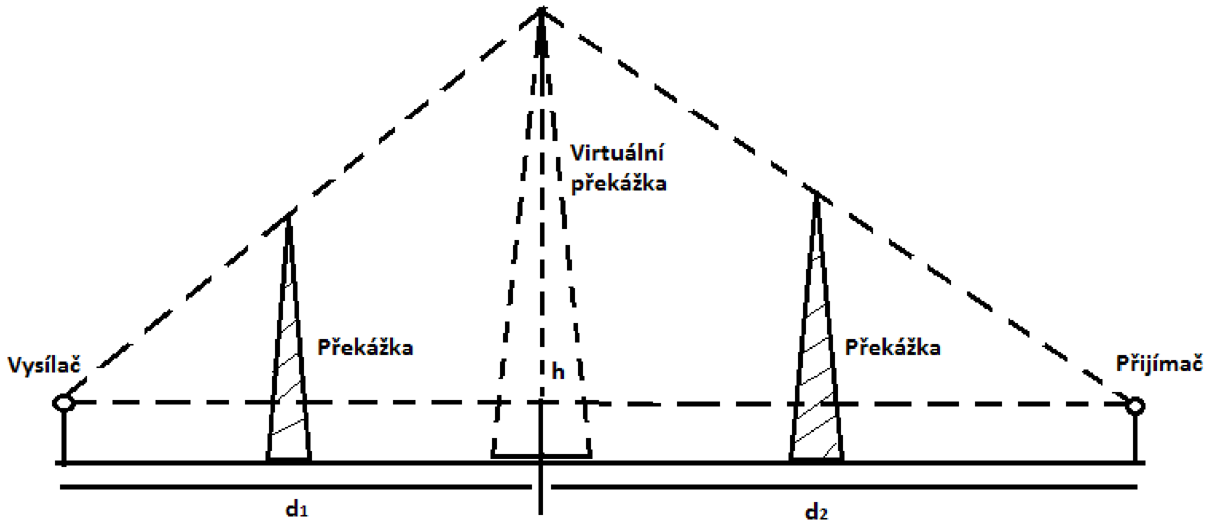
Deygoutova metoda (viz *Obr. 3.4*) nebo metoda hlavní překážky je jedna z nejpoužívanějších a nejpřesnějších metod. Zásadním principem této metody je v prvním kroce výpočet parametru υ pro každou překážku zvlášť. Cílem je najít dominatní vrchol s maximálním parametrem zastínění. Dále jsou sestrojeny spojnice hlavní vrchol - přijímač a hlavní vrchol - vysílač. Poté hledáme překážky s maximálním činitelem zastínění z každé strány od dominatního vrcholu. Takto se postupuje do té doby, když do výpočtu nezahrneme všechny překážky. V praxi se nejčástejí uvažují pouze tři vrcholy s maximálním υ. Deygoutova metoda je ze všech čtyř metod nejčastěji používána. Ve většíně případů ztráty nadhodnocuje. Například v případě velkého počtu překážek. [1][4]



Obr. 3.4: Deygoutova metoda.

3.2.2 Bullingtonova metoda

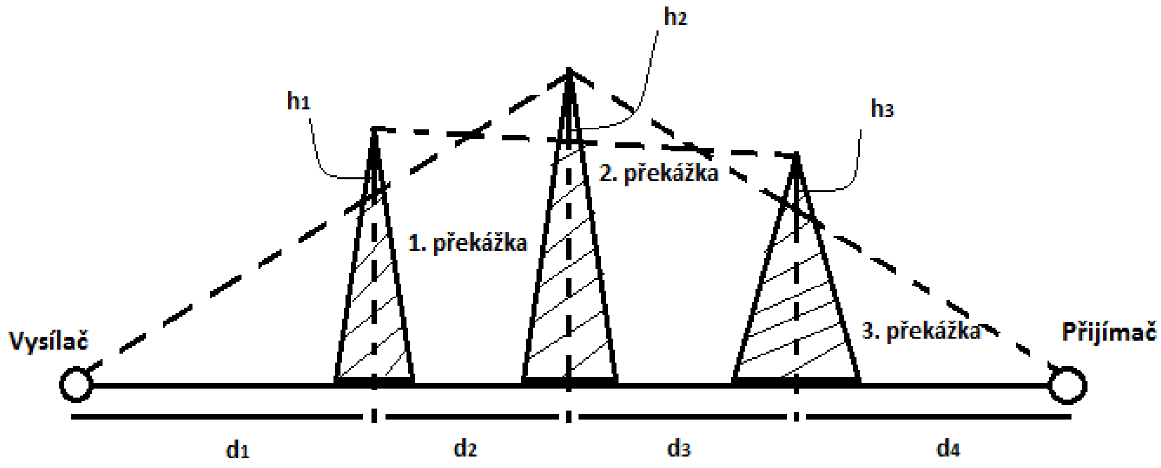
V této metodě celý reálný terén je nahrazen jednou virtuální překážkou v bodě průsečíku tečen vytnutých z míst přijímače a vysílače k překážkám, viz *Obr. 3.5*. Difrakční ztráty jsou potom spočtené dosažením parametru zastínění, který vypočítáme použitím polohy a výšky virtuální překážky (2.1), do vztahu (2.4), viz kapitola 2.4. Výhodou Bullingtonovy metody je jednoduchost, ale může docházet k zanedbání důležitých překažek ležicích pod tečnou vysílač-překážka nebo přijímač-překážka. Proto se tato aproximační metoda nejvíc používá v případě, že máme jednu ryze dominantní překážku. Tedy obecně se dá říci, že metoda produkuje optimistické výsledky a ve většíně případů útlum podhodnocuje. [1][4]



Obr. 3.5: Bullingtonova metoda.

3.2.3 Epstein-Petersonova metoda

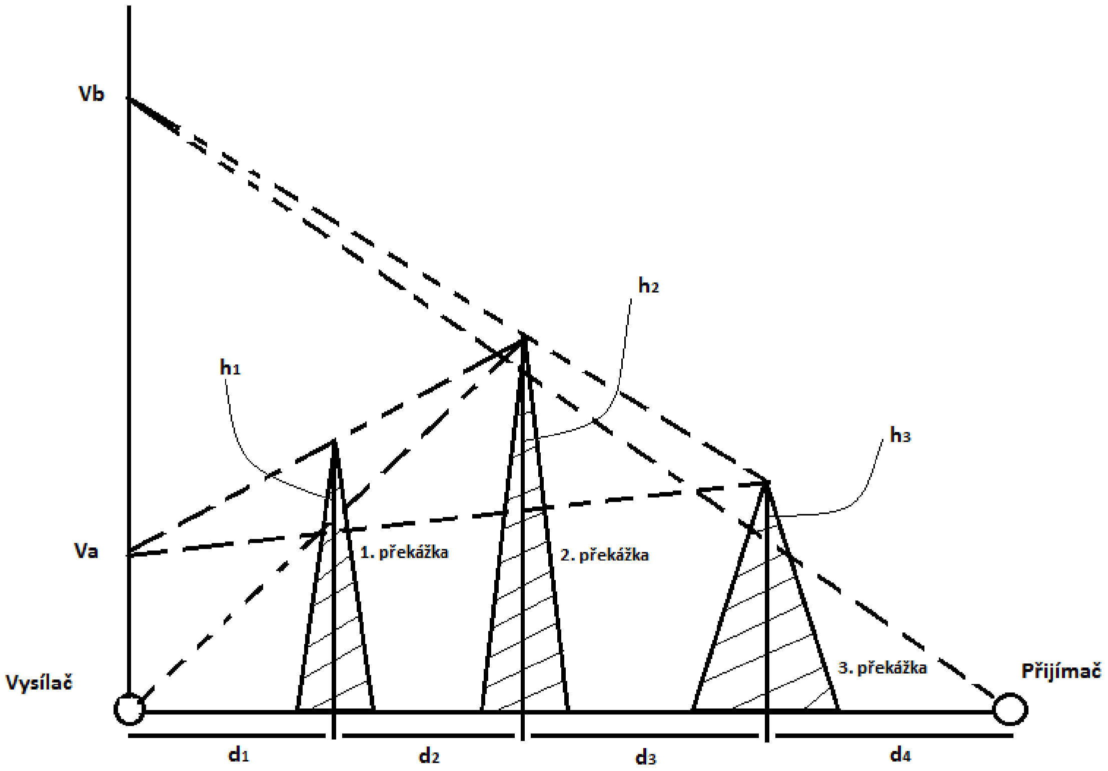
Narozdíl od Bullingtonovy metody nezanedbává důležité překážky. U této metody se počítá útlum způsobeny každou překážkou a celkový útlum je součtem ztrát na jednotlivých ostrých překážkách, *viz Obr. 3.6*. Metoda vykazuje velké chyby v případě, že dvě překážky jsou k sobě velmi blízko. Dále je výpočet Epstein-Petersonovy metody obtížný pro členité pohoří. Obecně metoda dosahuje přesnějších vysledků než Bullingtonova metoda, ale stálé ve většíně případů útlum podhodnocuje. [4]



Obr. 3.6: Epstein-Petersonova metoda.

3.2.4 Japonská metoda

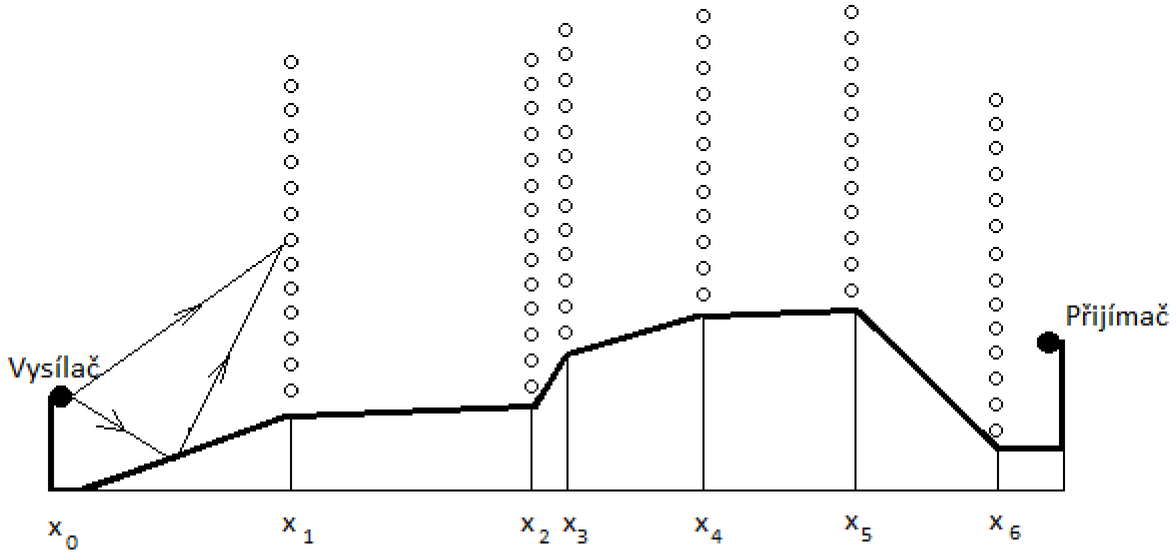
Japonská metoda, viz. *Obr. 3.7*, má podobný koncept jako Epstein-Petersonova metoda a dosahuje výsledků teměř stejné přesnosti. Rozdíl spočívá v tom, že při výpočtu útlumu pro daný vrchol se jako efektivní vysílač neuvažuje vrchol předchozí překážky, ale průsečík přímky, která spojuje daný a předchozí vrcholy, s rovinou ve které leží přijímač. Dále se pro výpočet převýšení každé překážky postupuje stejným způsobem jako v kapitole 3.2.3. [1]



Obr. 3.7: Japosnká metoda

3.3 Fyzikální optika

Fyzikální optika je založená na Huygensově principu, viz kapitola 2.1. Nejdůležitějším podkaldem k výpočtu je profil terénu, který představuje funkci nadmořské výšky v závislosti na vzdálenosti $x_0, x_1, x_2, \ldots$, od přijímače. Předpokladáme, že jednotlivé body jsou spojené přímkami, viz *Obr. 3.8:*.



Obr. 3.8: Rozdělení profilu terénu pro výpočet pomocí metody Fyzikální optiky.

Pro vlnoplochu v bodě x_1 platí:

$$E(x1, z1) = E_0 \, \frac{e^{-jkr}}{r} \qquad (3.17)$$

kde *k* - vlnové číslo, které je definováno vztahem :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (3.18)$$

Dle kapitoly 2.1. každý bod nad povrchem terénu ve vzdálenosti x_1 je zdrojem vlnění a podělí se na intenzitě pole ve vzdálenosti x_2. Z tohoto plyne, že velikost intenzity jako funkce výšky v bodě x_2 bez ohledu na odraženou vlnu má tvar:

$$E(x_2, z_2) = \sqrt{\frac{k x_1}{2\pi j x_2 (x_2 - x_1)}} \int_{h_1}^{\infty} E(x_1, z_1) e^{-jkr} dz_1 \qquad (3.19)$$

A tedy obecný vztah:

$$E(x_n, z_n) = \sqrt{\frac{kx_{n-1}}{2\pi j x_n (x_n - x_{n-1})}} \int_{h_1}^{\infty} E(x_{n-1}, z_{n-1}) e^{-jkr} dz \tag{3.20}$$

Integrál je vhodné za účelem budoucí účinné implementaci do prostředí Matlab přepsat na sumu:

$$E(x_2, z_2) = \sqrt{\frac{kx_1}{2\pi j x_2 (x_2 - x_1)}} \sum_{h_1}^{h_{max}} E(x_1, z_1) e^{-jkr} dz \tag{3.21}$$

kde *dz* je odstup dvou diskrétních bodů, ve kterých se provádí výpočet intenzity pole a h_{max} je výška na které se pole dá považovat za zanedbatelné.

Pro zvýšení přesnosti metody je nezbytné uvažovat i odraz od terénního povrchu. Po modifikaci (3.21) přidaním odražené vlny dostaneme:

$$E(x_n, z_n) = \sqrt{\frac{kx_{n-1}}{2\pi j x_n (x_n - x_{n-1})}} \left(\int_{h_1}^{\infty} E(x_{n-1}, z_{n-1}) e^{-jkr} d \right. \\ \left. + \int_{h_1}^{\infty} E(x_{n-1}, z_{n-1}) R e^{-jkr_R} dz \right) \tag{3.22}$$

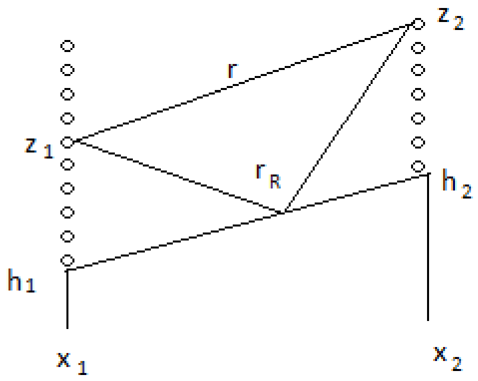
kde význam veličin *r* a r_R je patrný z *Obr.* a *R* je činitel odrazu.

$$R = \frac{\sin\varphi - X}{\sin\varphi - X} \tag{3.23}$$

$$X_{vert} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r - \cos\varphi^2}}{\varepsilon_r} \tag{3.24}$$

$$X_{hor} = \sqrt{\varepsilon_r - \cos\varphi^2} \tag{3.25}$$

kde ε_r je realtivní permitivita povrchu terénu.



Obr.3.9: Znázornění výpočtu r a r_R

3.4 Porovnání s UTD

Pro porovnání s UTD byl použit příklad z *Obr. 3.10.* Ve vzdálenosti 300 metrů od vysílače byla umístěna břitová překážka. Výška vysílače je stejná jako výška překážky a je rovna 20 metrů. V bodě x_4 se nachází přijímač s proměnnou délkou. Parametr *dz* byl stanoven na hodnotu $\frac{\lambda}{8}$ a parametr h_{max} na hodnotu 60 metrů. Volba *dz* musí být taková, aby rozdíl velikostí intenzit v souseních bodech byl minimální. Hodnota frekvence byla zvolena v UHF pásmu *f* = 1GHz. E_0 = 1 V/m. Simulace se provedla pro vertikální polarizaci vlny.

Jelikož v poloze x_1 se jedná o pole způsobené bodovým zdrojem pro výpočet intenzity platí vztah:

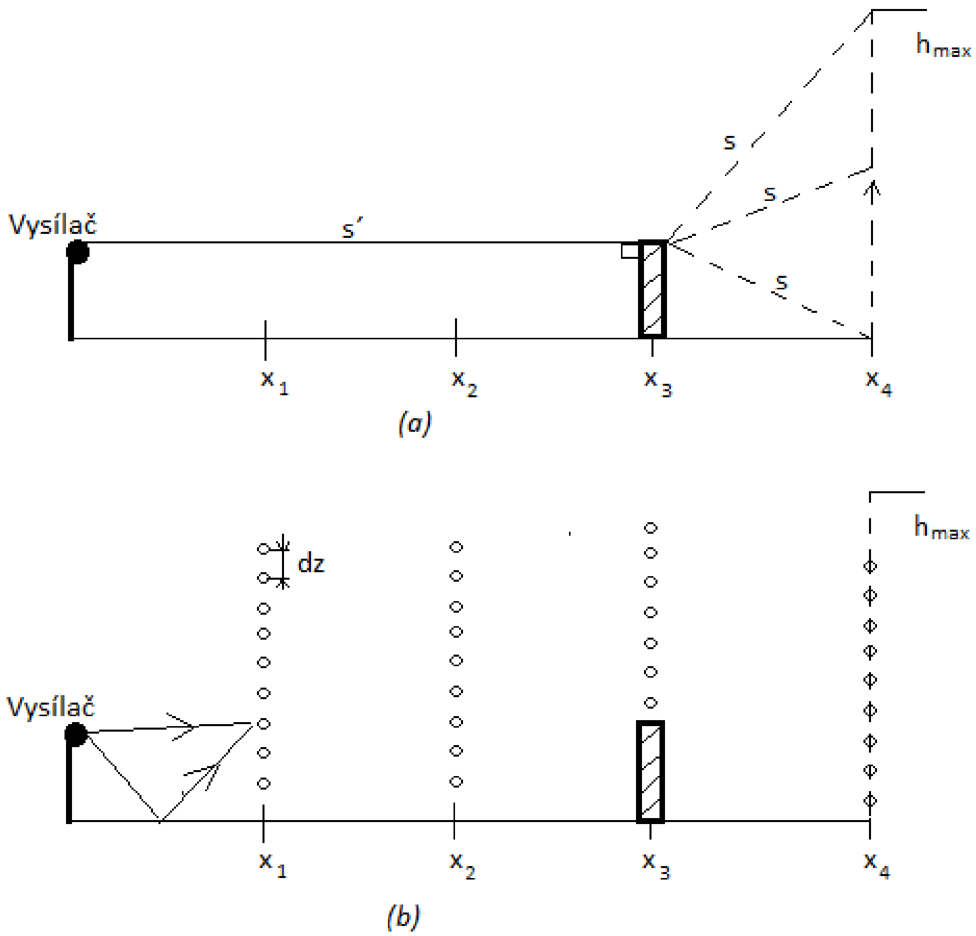
$$E(x1, z1) = E_0 \frac{e^{-jkr}}{r} + E_0 R \frac{e^{-jkr_R}}{r_R} \qquad (3.26)$$

Výpočet ve všech zbylých bodech provedeme pomocí (3.22).

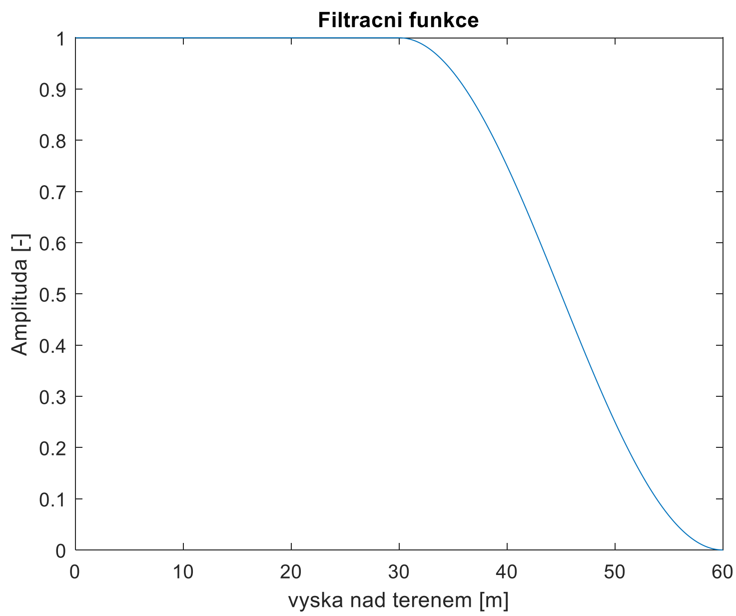
Musíme vzít v úvahu to, že při transformaci vztahu (3.20) do (3.21) ignorujeme všechny hodnoty intenzity pole ležicí nad výškou h_{max}. Tuto skutečnost je nutné korigovat, což provedeme vynásobením vektoru intenzity v každém bodě x_n tzv. filtrační funkci, viz. *Obr 3.11,* kterou můžeme popsat následovně:

$$filter = 1, \text{pro } h \in \left(0, \frac{h_{max}}{2}\right) \qquad (3.27)$$

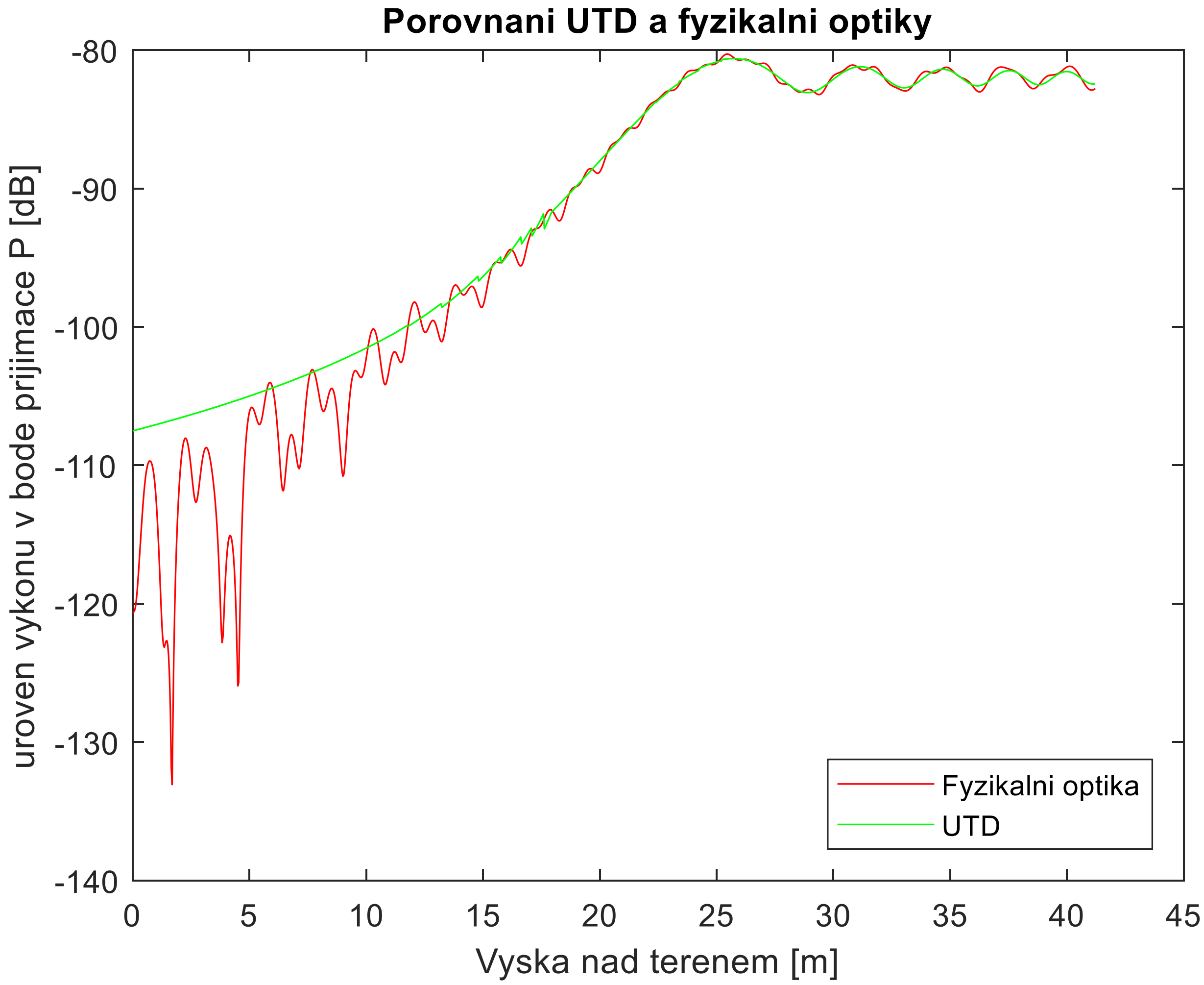
$$filter = \frac{1 + \cos(\pi t)}{2}, \text{pro } h \in \left(0, \frac{h_{max}}{2}\right) \qquad (3.28)$$



Obr. 3.10: Příklad pro porovnání Fyzikální optiky a UTD.



Obr.3.11: Filtrační funkce.



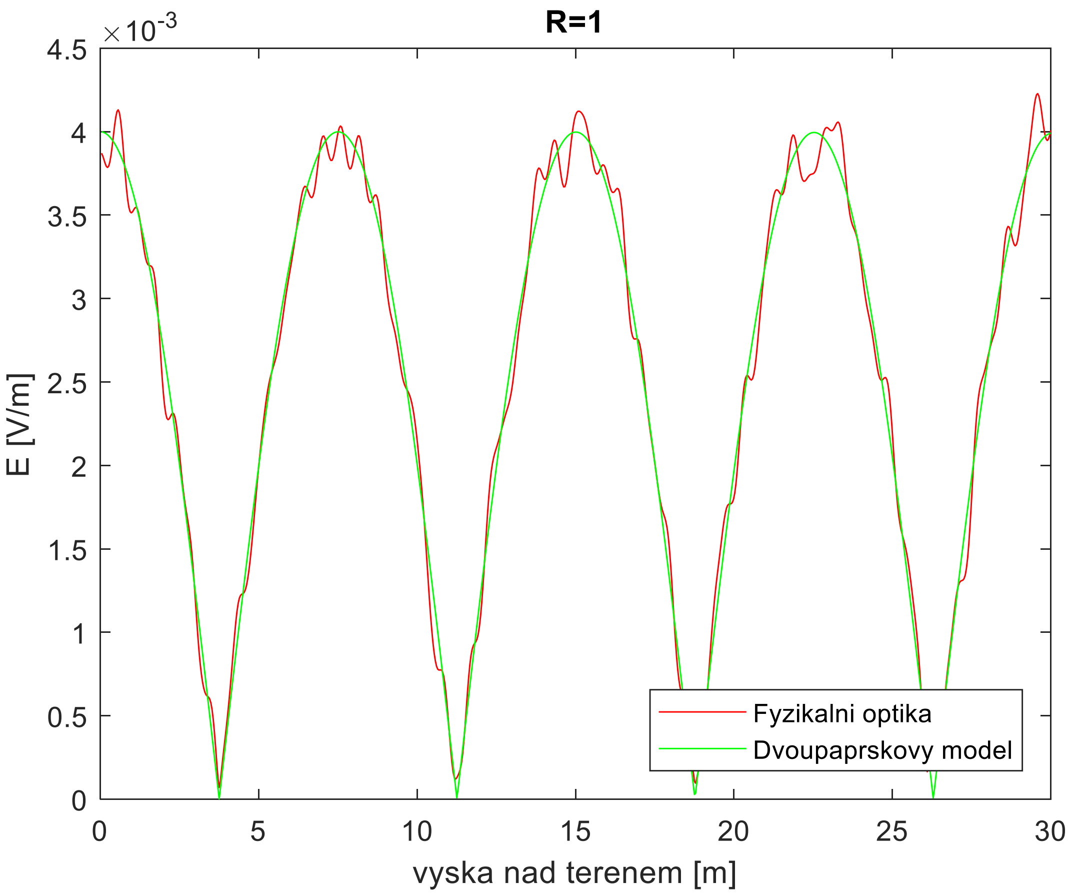
Obr.3.12: Porovnání UTD a Fyzikální optiky.

Z *Obr.3.12* je patrné, že metoda fyzikální optiky velmi přesně predikuje hodnotu úrovně výkonu v poloze přijímače. Zvlnění pro zápornou hodnotu míry zastínění odpovídá teoretickému předpokladu. Pro výšku přijímače rovnou 20 metru odpovídá úroveň výkonu o 6 dB menší než střední hodnota zvlnění, což odpovídá poloviční intenzitě.

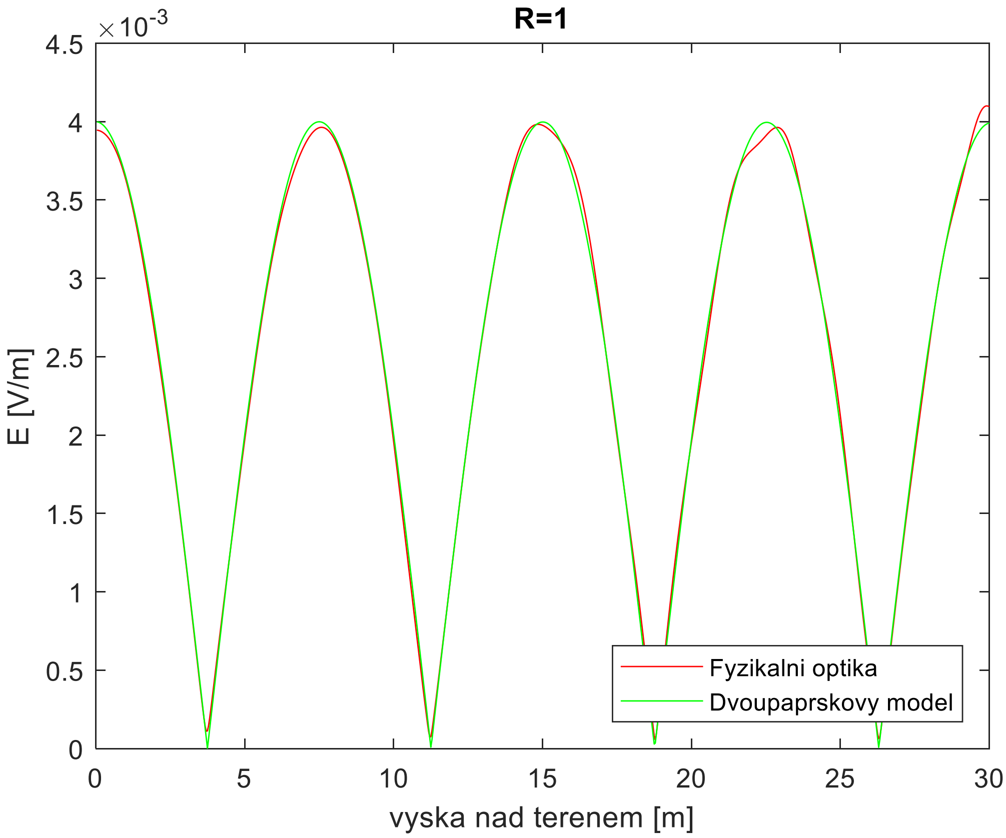
3.5 Porovnání s dvoupaprskovým modelem

Situace je ilustrovaná na *Obr.2.7.* Výpočet intenzity v závislosti na výšce provedeme v pěti stejně od sebe vzdálených bodech. Vzdálenost vysílač – přijímač je 500 metrů, ostatní parametry jsou stejné jako v předchozím případě. Výpočet provedeme pro obecný činitel odrazu a pro ideální odraz, tj. R = 1. Pro korekci opět použijeme filtrační funkci.

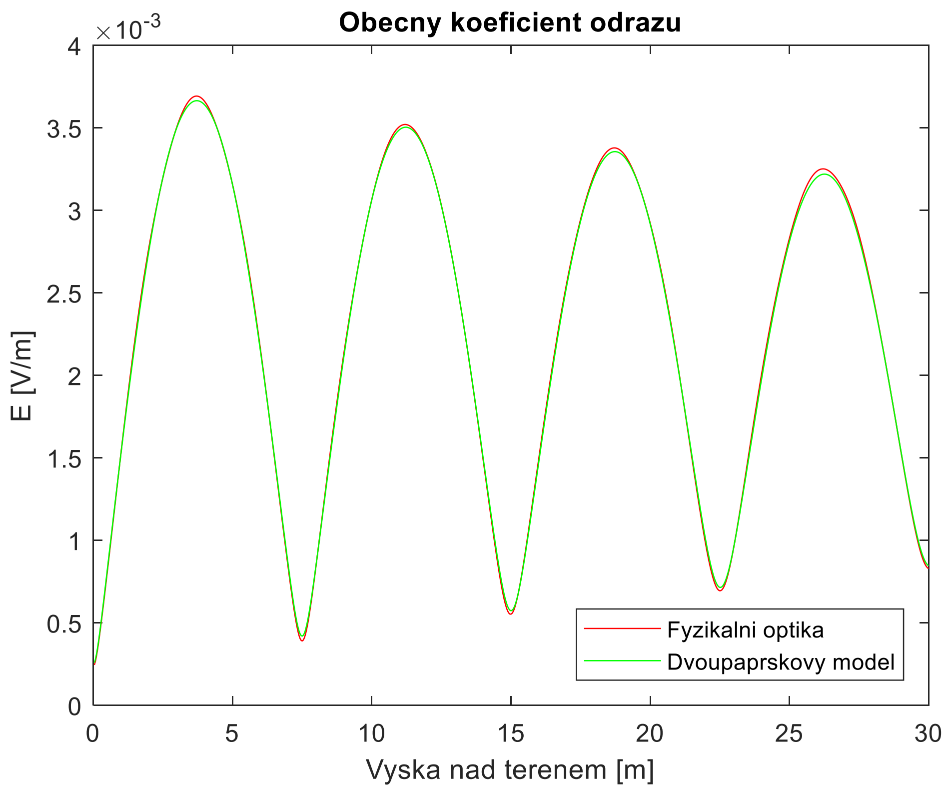
Z *Obr. 3.13* a *Obr. 3.14* je patrné, že použitím korekci výslednou funkci vyhladíme a tím zvýšíme přesnost metody.



Obr.3.13: Porovnání Fyzikální optiky a dvoupaprskového modelu. R = 1. Bez korekci aproximační funkcí.



Obr.3.14: Porovnání Fyzikální optiky a dvoupaprskového modelu. R = 1. Včetně korekci.



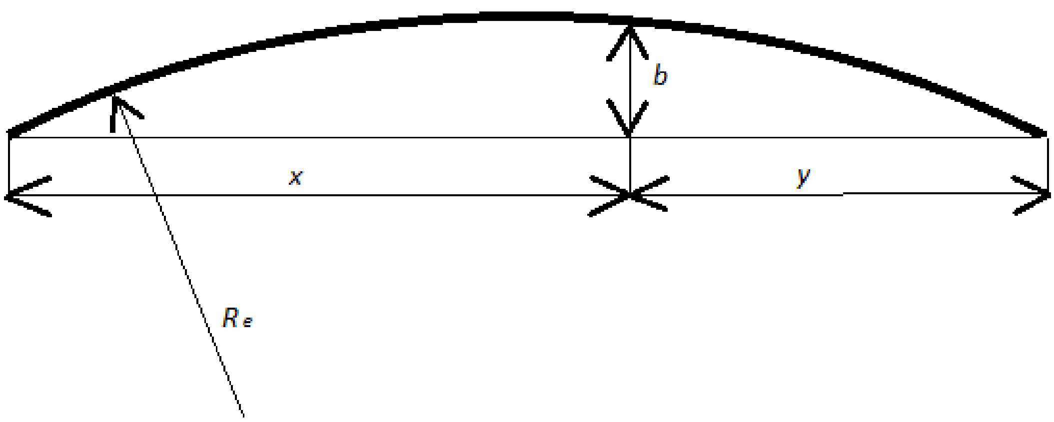
Obr.3.15: Porovnání Fyzikální optiky a dvoupaprskového modelu. Obecné R. Včetně korekci.

3.6 Porovnání s měřením

Poseldní porovnání je v této práci provedeno s experementálně naměřenými hodnotami při šíření vlny nad reálným terénem. K dispozici byl profil terénu, který je reprezentován závislosti nadmořské výšky na vzdálenosti od vysílače, naměřenými hodnotami difrakčního útlumu a gradientem refraktivity v závislosti na výšce antény.

Jelikož se jednálo o přiblížně 18 km dlouhý terén změřený ve 186 bodech bylo nezbytné navrhout aproximaci terénu. Hlavním důvodem je časová náročnost způsobená velkým počtem diskretních bodů ve kterých by musela kalkulace proběhnout. Byla použitá aproximace po sedmi bodech, která zachovává tvar terénu a zahrnuje výšky všech dominantních vrcholů terénu.

Parametr *dz* byl opět stanoven na hodnotu $\frac{\lambda}{8}$ a parametr h_{max} na hodnotu 350 metrů, což zhruba odpovídá přičtení dvojnásobku rozdílu maximální a minimální výšky k výšce vrcholu s největším činitelem zastínění.



Obr. 3.16: Výpočet efektivního poloměru Země.

Kromě korekci výpočtu uvedené v kapitole 3.5 použijeme další, která bude uvažovat křivočaré šíření vlny nad zakřivenou zemi. Problematika je znázorněná na *Obr. 3.16.*

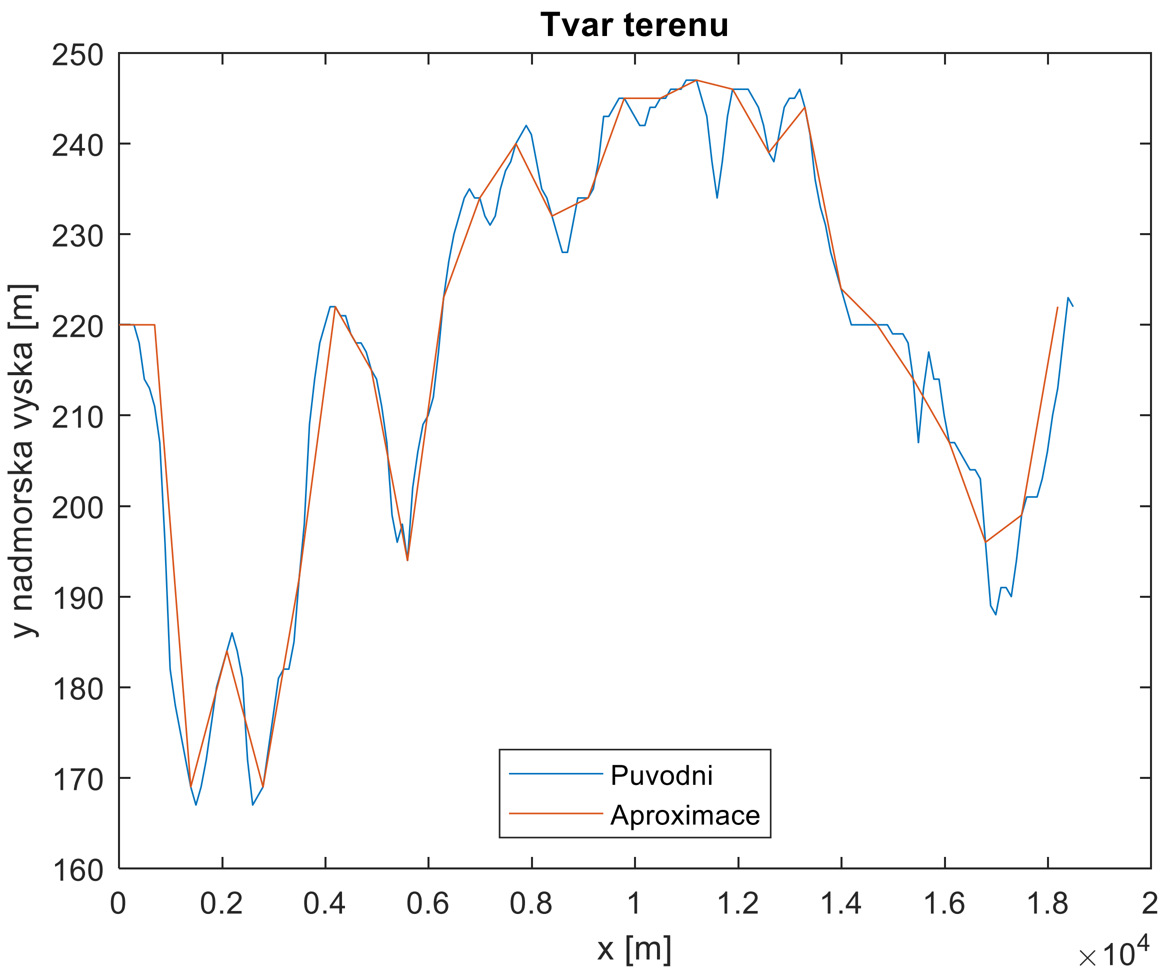
Nejdřív pomocí naměřených hodnot gradientu refraktivity určíme efektivní poloměr země. Následně vypočteme navýšení *b* v každém bodě terénu a posléze upravíme původní příslušnou nadmořskou výšku.

$$R_e = k_e R_z \tag{3.29}$$

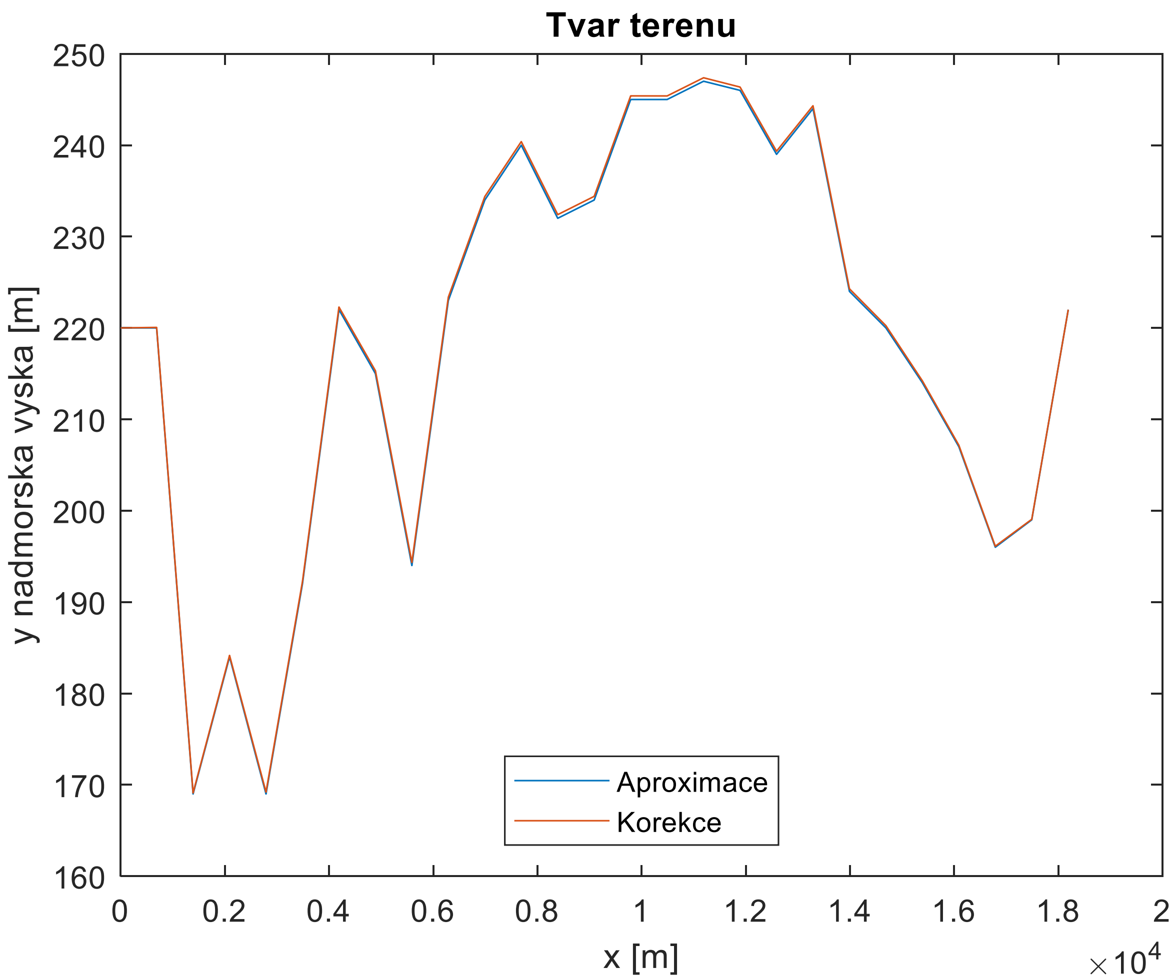
$$k_e = \frac{1}{1 + R_z \dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}h} 10^{-6}} \tag{3.30}$$

$$b = \frac{xy}{2R_e} \tag{3.31}$$

kde R_e – efektivní poloměr země, R_z – poloměr země, $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}h}$ - gradient refraktivity a k_e – činitel atmosférické refrakce. Význam veličin *x* a *y* je patrný z *Obr. 3.16.*



Obr. 3.17: Aproximace terénu.



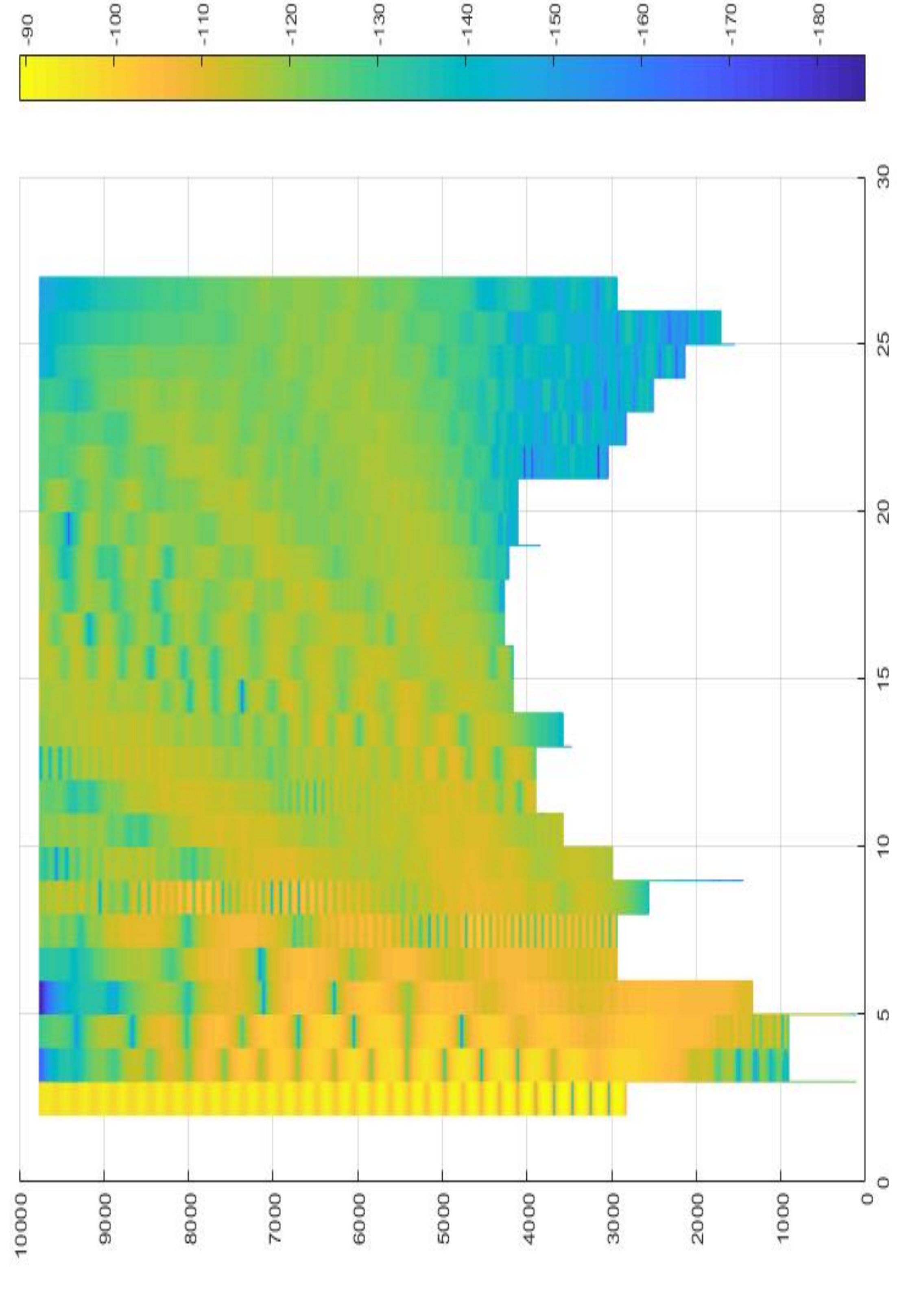
Obr. 3.18: Vliv gradientu refraktivity na tvar terénního profilu.

Maximální změna výšky terénního profilu pro gradient refraktivity $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}h}$ = -7 je roven 0,5 metrů, což činí 2,8% od největší výšky. Vliv gradientu refraktivity lze pro dané měření považovat za téměř zanedbatelný.

Doba počítání metodou fyzikální optiky pro aproximovaný terén činila téměř 30 minut, viz *Obr.*. V případě UTD a Deygout metody pro stejný terén doba počítaní je téměř desetkrát kratší.

Jelikož se jednalo o trén s neznámou relativní permitivitu, ε_r byla stanovena na hodnotu 10 dle [11] jako hlnitá půda pro f = 2 Ghz.

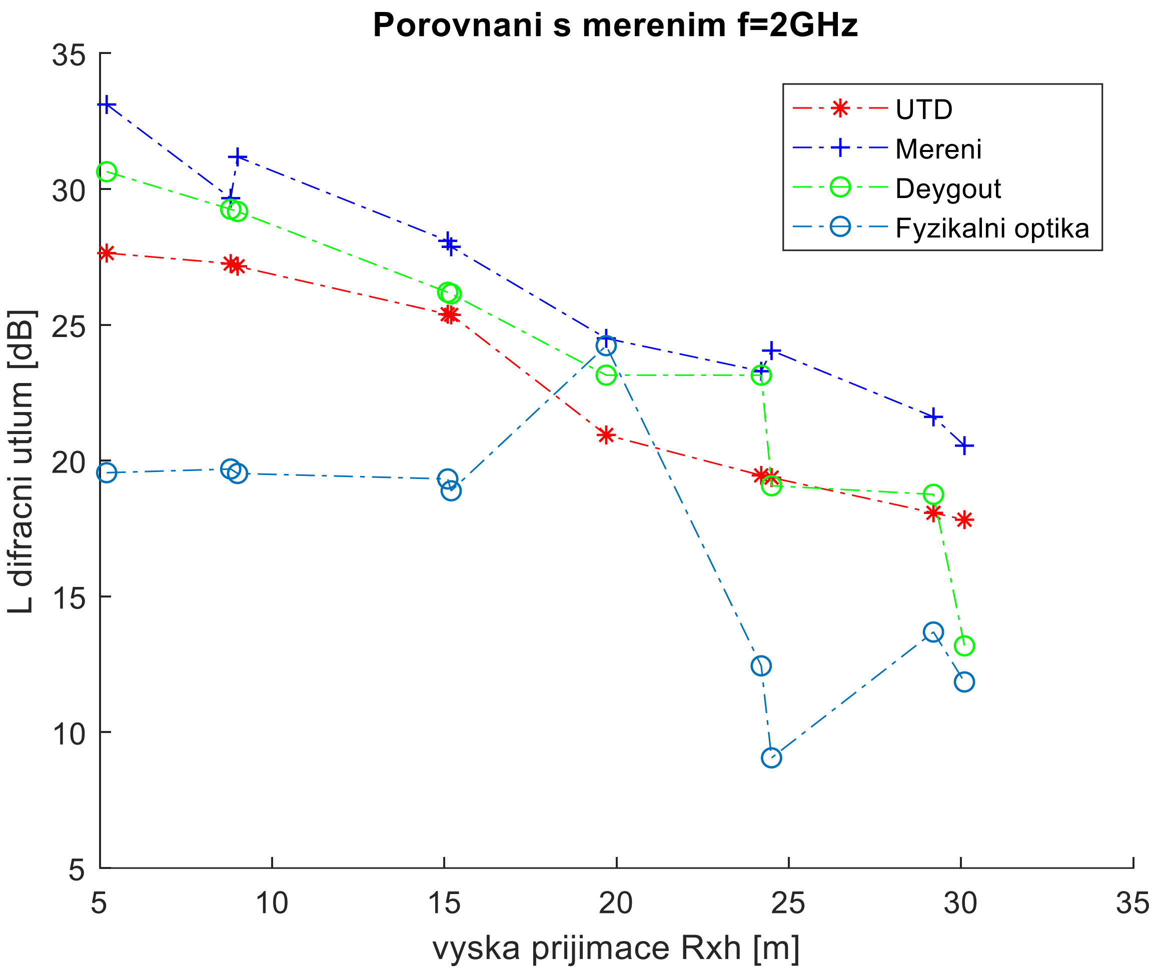
Výhodou fyzikální optiky je to, že daná metoda umožňuje výpočet pro jakýkoliv profil terénu bez nutnosti měnit zdrojový kód. Také umožňuje vzít v úvahu přítomnost zástavby nebo lesu a parametry terénu jako relativní vodivost a relativní permitivita.



Obr. 3.19: Rozložení úrovně výkonu nad terénem.

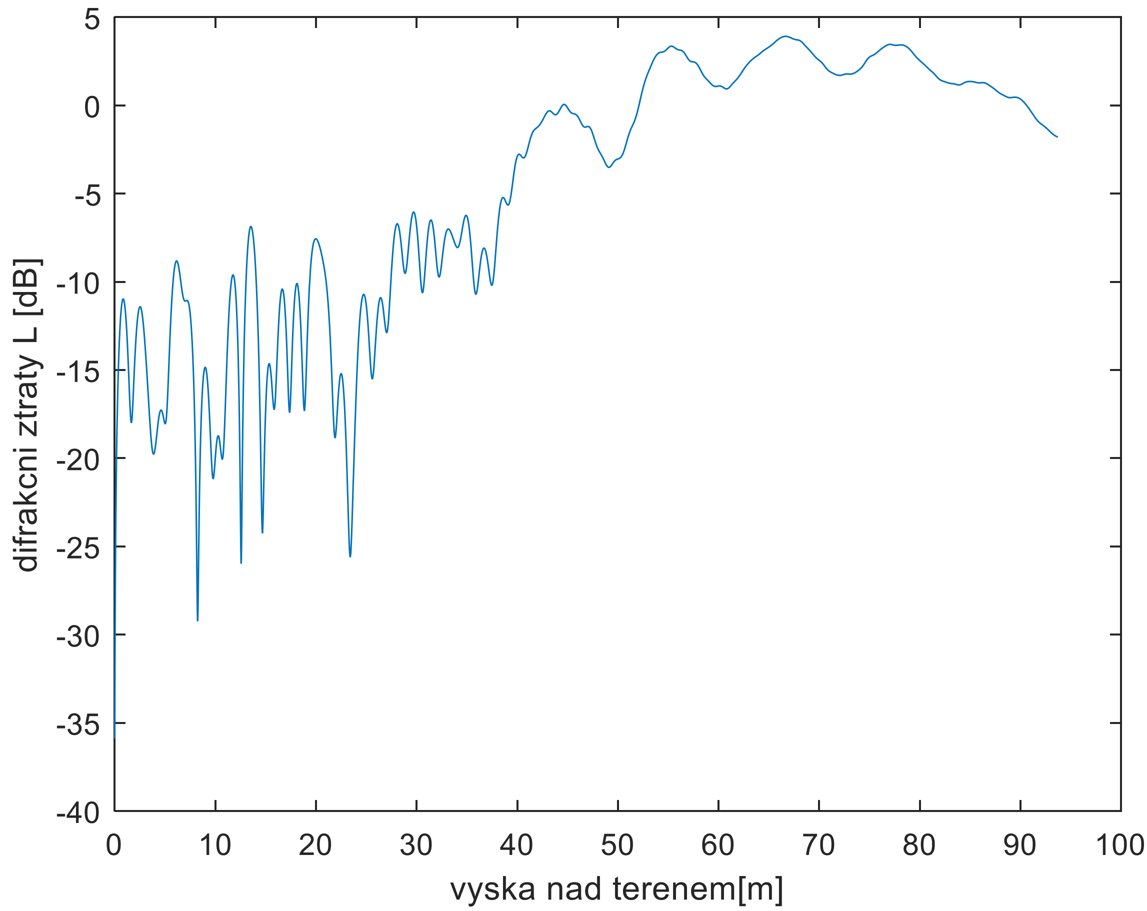
Na *Obr. 3.19* je znázorněno rozložení úrovně výkonu nad terénem. Hodnoty na ose *y* odpovídájí počtu kroků *dz,* na ose *x* – pořadí vlnoplochy.

Na *Obr. 3.22* vidíme tečnu sestrojenou z polohy vysílače k vrcholu s největším činitelem zastínění, která reprezentuje přímou vlnu. Směrem k vyšším výškam od tečny intenzita stoupá a pod ní naopak všude klesá, což odpovídá předpokladu.

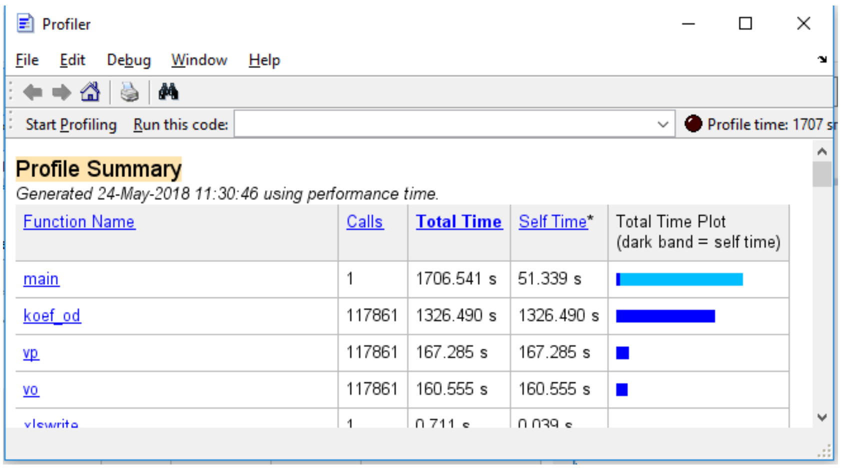


Obr. 3.20: Difrakční útlum v poloze přijímače.

Z *Obr. 3.20* je patrné, že průběh difrakčního útlumu spočtený pomoci metody fyzikální optiky v poloze přijímače má v některých bodech velkou odchylku od naměřeného průběhu. Důvod můžeme pozorovat na *Obr. 3.21* . Podmínka přímé viditelnosti mezi vysílačem a přijímačem je splněna pro výšku přijímače přibližně 40 metrů. V době než nastane tato podmínka difrakční ztráty nerovnoměrně oscilují v rozmezí hodnot -35 až -7 dB.



Obr. 3.21: Difrakční útlum v poloze přijímače.



Obr. 3.22: Časová náročnost.

4 Závěr

Cílem mé práce bylo seznamit se s různými metodami pro výpočet vícenásobné difrakce, implementovat do prostředí MATLAB metodu fyzikální optiky a následně provést porovnání všech metod s ohledem na odraz a gradient refraktivity.

V první kapitole jsem popsal základní vlastnosti a parametry potřebné pro výpočet difrakčního útlumu. Přiblížil jsem model dvoupaprskového šíření vlny. Také jsem zde vypracoval přehled metod pro výpočet vícenásobné difrakce, kde jsem uvedl nejdůležitější vztahy pro výpočet, volbu konkretních parametru a aplikace každé metody pro použití v reálném světě.

V praktické části jsem implementoval popsané metody do prostředí MATLAB následně jsem je porovnal z hlediska přesnosti a časové náročnosti.

5 Seznam použité literatury

[1] P. Pechač, S. Zvánovec, *„Základy šíření vln pro plánování pozemních rádiových spojů“*, Praha: BEN – technicka literatura, 2007.

[2] L.W. Barclay, “*Propagation of Radiowaves*”, London: IEEe Press, 2003, 2nd Ed.

[3] C. A. Balanis, *Advanced engineering Electromagnetics*, Wiley, 1989.

[4] J.D. PARSONS, *The Mobile Radio Propagation Channel. Second Edition*, USA, 2000, John Wiley & Sons Ltd. ISBN 0-471-98857-X.

[5] R.G. Kouyoumjian and P.H. Pathak, “*A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface*”, Proc. IEEE, pp. 1448-1461, Nov. 1974.

[6] ITU, Recommendation ITU-R P.526-13, UIT, Geneva, 2013.

[7] ITU, Recommendation ITU-R P.530-12, UIT, Geneva, 2007.

[8] R. J. LUEBBERS *“Propagation Prediciton for Hilly Terrain Using GTD Wedge Diffraction”,* IEEE transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-32, No. 9, September 1984.

[9] W.C. Jakes, *Microwave Mobile Communications.* New York: IEEE Press, 1974.

[10] J.H. Whitteker, “Physical Optics and Field-Strength Predictions for Wireless Systems”, IEEE Journal on selected areas in communications, VOL. 20, NO.3, April 2002

[11] ITU, Recommendation ITU-R P.527-4, UIT, Geneva, 2017

6 Seznam obrázků