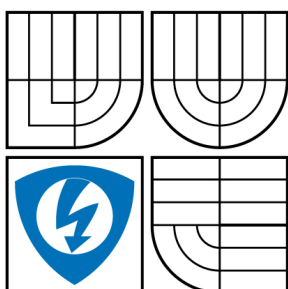




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

METODA STANOVENÍ CHARAKTERISTIK ATMOSFÉRICKÉHO PŘENOSOVÉHO PROSTŘEDÍ V OPTICKÉ OBLASTI SPEKTRA

METHOD OF ATMOSPHERIC TRANSMISSION MEDIA CHARACTERISTICS DETERMINATION
IN OPTICAL SPECTRUM

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. OTAKAR WILFERT, CSc.

BRNO 2009

Abstrakt

Tato disertace je zaměřená především na stanovení charakteristik turbulentního atmosférického přenosového prostředí. V práci navrhuji novou metodu určování turbulentního útlumu – metodu dostupného výkonu, která vychází z analýzy intenzitního profilu laserového svazku. Kromě toho se zabývám i rozložením relativní variance optické intenzity. Na základě experimentálních měření jsem zjistila nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity ve svazku. Toto rozložení je závislé na směrnici křivky intenzitního profilu. Tento poznatek jsem využila při stanovení optimálního tvaru intenzitního profilu laserového svazku s ohledem na minimalizaci vlivu turbulentní atmosféry.

Klíčová slova

Optické bezkabelové spoje, atmosférické přenosové prostředí, atmosférické turbulence, turbulentní útlum, metoda dostupného výkonu, Rytovova aproximace, Andrewsova metoda, meteorologická viditelnost, Kimova metoda, Krusova metoda.

Abstract

This dissertation is focused on the determination of turbulent atmospheric transmission media properties. The concept of new method for turbulent attenuation designation is presented – the method of available power. This method comes from laser beam intensity profile analysis. The next point of this work is relative variance of optical intensity study. On the basis of experimental measurements relative variance of optical intensity is non-uniformly distributed in laser beam intensity profile. This non uniform distribution is subordinated to angular coefficient of intensity profile curve. Due to this information we can determine optimal laser beam shape to minimize influence of turbulent atmosphere.

Keywords

Free space optics, Atmospheric transmission media, Turbulent atmosphere, Turbulent attenuation, Method of available power, Rytov's approximation, Andrews's method, Meteorological visibility, Kim's method, Kruse's method.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci na téma Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra jsem vypracovala samostatně pod vedením školitele a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autorka uvedené disertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této disertační práce jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 10. srpna 2009

autorka práce

Bibliografická citace

DORDOVÁ, L. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 137 s. Vedoucí disertační práce prof. Ing. Otakar Wilfert, CSc.

Seznam zkratek

APD	lavinová fotodioda (<i>avalanches photodetector</i>)
AWGN	bílý šum (<i>additive white Gaussian noise</i>)
BER	chybovost (<i>bit error rate</i>)
FSO	optický bezkabelový spoj (<i>free space optics</i>)
HAP	platforma ve vysoké výšce (<i>high altitude platform</i>)
IF	interferenční filtr (<i>interferential filter</i>)
IR	infračervené optické záření (<i>infra red</i>)
KM	klasická Rytovova metoda
LBP	profilometr (<i>laser beam profiler</i>)
LD	laserová dioda (<i>laser diode</i>)
LED	elektroluminescenční dioda (<i>light emitting diode</i>)
MDV	metoda dostupného výkonu
OBS	optické bezkabelové spoje
OLED	organická elektroluminescenční dioda (<i>organic light emitting diode</i>)
PD	fotodetektor (<i>photodetector</i>)
PIN	fotodioda typu PIN
RA	Rytovova aproximace (<i>Rytov approximation</i>)
RF	rádiové frekvence (<i>radio frequency</i>)
RXA	rovina přijímací apertury
SNR	poměr signálu k šumu (<i>signal to noise ratio</i>)
TXA	rovina vysílací apertury
UV	ultrafialové optické záření (<i>ultra violet</i>)
VIS	viditelné optické záření (<i>visible</i>)

Seznam symbolů

α	parametr dimenze
A	strukturní funkce indexu lomu na povrchu Země
A	optická intenzita Top hat svazku
A	komunikační rezerva
$A1$	minimální komunikační rezerva
$A2$	dynamika optického bezkabelového spoje
$A(r)$	modulovaná komplexní obálka
A_1	konstanta paraboloidní vlny
$\alpha_a(\lambda)$	koeficient absorpce na aerosolech
α_{CW1}	útlum na vysílacím krycím skle
α_{CW2}	útlum na přijímacím krycím skle
α_{DV}	útlum určený metodou dostupného výkonu
α_{IF}	útlum interferenčního filtru
$\alpha_{LD,VOS}$	útlum vazby LD – vysílací čočka
$\alpha_m(\lambda)$	koeficient absorpce na molekulách
$a_{\text{mokrý sníh}}$	parametr pro určení útlumu sněžením
α_{POS}	útlum na přijímací čočce
$a_{\text{suchý sníh}}$	parametr pro určení útlumu sněžením
$Att_{\text{dešt}}$	útlum deštěm
$Att_{\text{sníh}}$	útlum sněžením
α_{VOS}	útlum na vysílací čočce
α_{VP}	útlum šířením
α_Z	útlum zaměřením
$\beta_a(\lambda)$	koeficient rozptylu na aerosolech
B_m	šířka pásma propustnosti
$\beta_m(\lambda)$	koeficient rozptylu na molekulách
$b_{\text{mokrý sníh}}$	parametr pro určení útlumu sněžením
$b_{\text{suchý sníh}}$	parametr pro určení útlumu sněžením
c	rychlost světla ve vakuu
C_n^2	strukturní parametr indexu lomu

CO_2	molekula oxidu uhličitého
Δ	dynamika spoje
$d_a(\omega)$	absorpční délka
$\Delta\lambda$	šířka spektrální čáry
Δx	sférická aberace
D_n	strukturní funkce indexu lomu
D_{POS}	průměr přijímací apertury
D_{VOS}	průměr vysílací apertury
E	energie záření
e	elementární náboj
erfc	chybová funkce (<i>error function</i>)
\exp	exponent
ϕ	fáze vlny
ϕ	počet dopadajících fotonů na aktivní oblast fotodiody
$f(H)$	úhel při atmosférické refrakci
$f(P)$	hustota pravděpodobnosti detekce optického výkonu
$F(P)$	pravděpodobnost detekce optického výkonu
$f(k)$	funkce směrnice křivky intenzitního profilu
$f_{\text{max}}(x)$	mezní funkce dostupného výkonu
$\chi(\lambda)$	extinkční koeficient
G_{PD}	vnitřní zisk fotodiody
γ_{POS}	zisk na přijímací čočce
h	Planckova konstanta
\hbar	redukovaná Planckova konstanta
H	výška nad povrchem Země
η	kvantová účinnost
H_2O	molekula vody
i	fotoproud
$I(0,0)$	optická intenzita ve středu svazku
$I(0,z)$	optická intenzita v ose svazku
$I(r)$	optická intenzita
I_0	optická intenzita ve středu svazku
I_D	temný proud
j	imaginární jednotka
φ_{VS}	divergence svazku

\vec{k}	vlnový vektor
K	Kelvinův stupeň
k	vlnové číslo
k	Bolzmannova konstanta
k	směrnice křivky intenzitního profilu
K	konstanta pro rovinnou nebo sférickou vlnu
$\kappa(\omega)$	imaginární část indexu lomu
λ	vlnová délka
l_0	minimální rozměr turbulentní cely
L_0	maximální rozměr turbulentní cely
L_{VP}	délka spoje
m	počet fotoelektronů
n	index lomu
n	počet bitů
n	počet fotonů
$n(H)$	index lomu světla v závislosti na nadmořské výšce
$N(\omega)$	komplexní index lomu
$n(\omega)$	reálná část indexu lomu
O_2	molekula kyslíku
O_3	molekula ozónu
p	hybnost
P	optický výkon
$p(n)$	pravděpodobnost detekce n nezávislých fotonů
P_B	záření pozadí
P_C	citlivost
P_{DET}	detekovaný optický výkon
P_{DV}	objem dostupného výkonu
P_{LD}	výkon laserové diody
P_{MAX}	saturační úroveň fotodetektoru
P_{MIN}	minimální detekovatelný výkon
P_n	výkon šumu
P_T	tepelný šum
P_{VOS}	výkon dopadající na vysílací čočku
q	koeficient pro určování koeficientu extinkce
θ_0	úhel divergence

r	poloměr částice
R	srážková činnost
R	odpor
R	maximální šířka Top hat svazku
$R(z)$	poloměr křivosti
ρ_0	poloměr svazku
R_i	proudová citlivost fotodetektoru
S	rychlost sněžení
S	šířka Top hat svazku
S_0	maximální plocha dostupného výkonu
σ_{advektni}	útlum advektní mlhou
$\Sigma \Delta t_i$	součet všech dob, kdy nebyla dodržena daná chybovost
S_{DV}	plocha dostupného výkonu
$S_{\text{DV,norm}}$	normovaná funkce dostupného výkonu
σ_{rel}^2	relativní variance optické intenzity
$\sigma_{\text{konvencni}}$	útlum konvenční mlhou
σ_n^2	variance počtu fotonu
T	celková doba přenosu
$\tau(\lambda)$	spektrální propustnosti atmosféry
t_{dost}	časová nedostupnost
T_K	termodynamická teplota
ν	frekvence optického záření
$U(r)$	komplexní amplituda
v	rychlost světla
V	meteorologická viditelnost
V_0	maximální objem dostupného výkonu, maximální dostupný výkon
V_{DV}	objem dostupného výkonu, dostupný výkon
$V_{\text{DV,min}}$	minimální objem dostupného výkonu, minimální dostupný výkon
$V_{\text{DV,norm}}$	normovaný objem dostupného výkonu, normovaný dostupný výkon
v_f	fázová rychlost
v_g	grupová rychlost
ω	úhlová rychlost záření
W	rychlost větru
$w(z)$	pološířka svazku
w_0	pološířka svazku v krčku

x	kartézská souřadnice x
ξ	fázový posun
y	kartézská souřadnice y
z	kartézská souřadnice z
Z	ohyb svazku
z_0	Rayleighova vzdálenost

Obsah

1 Úvod	2
1.1 Úvod do problematiky	3
1.2 Historie	4
1.3 Rozbor současného stavu	4
1.4 Směrování problematiky	5
1.5 Cíle disertace	5
2 Optický svazek	7
2.1 Teorie svazku	7
2.2 Základní parametry pro určení vlastností optického záření	7
2.3 Rozdělení optického záření do pásem	9
2.4 Zdroje optického záření	10
2.5 Gaussův svazek	12
2.5.1 Komplexní amplituda	12
2.5.2 Optická intenzita	14
2.5.3 Optický výkon	15
2.5.4 Poloměr svazku	15
2.5.5 Divergence svazku	16
2.5.6 Ohnisková hloubka	16
2.5.7 Fáze	16
2.5.8 Vlnoplochy	16
2.6 Top hat svazek	17
2.7 Okrajový a středový svazek	19
2.8 Závěr	20
3 Optický bezkabelový spoj	21
3.1 Horizontální a vertikální optické bezkabelové spoje	21
3.2 Komplexní model optické sítě	23
3.3 Stacionární a statistické parametry	24
3.3.1 Energetická bilance optického bezkabelového spoje	24
3.3.2 Přenosové rychlosti	28
3.3.3 Dosah	28
3.3.4 Chybovost spoje	28
3.3.5 Statistický model	30
3.3.6 Časová nedostupnost	31
3.4 Závěr	31
4 Jevy v atmosféře	33
4.1 Útlum	33
4.2 Refrakce	44
4.3 Přerušování svazku	45
4.4 Závěr	45
5 Analýza šumů	46
5.1 Kvantový šum	46
5.2 Šum temného proudu	49
5.3 Šum pozadí	49
5.4 Tepelný šum	49
5.5 Poměr signálu k šumu	50

5.6	Závěr	51
6	Atmosférické turbulence	52
6.1	Andrewsova a Rytovova metoda určení turbulentního útlumu	54
6.2	Strukturní parametr indexu lomu	56
6.3	Závěr	57
7	Metoda dostupného výkonu	58
7.1	Rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity	63
7.1.1	Porovnání turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a Rytovovy aproximace	65
7.2	Nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity	72
7.3	Závěr	83
8	Model atmosférického přenosového prostředí	85
8.1	Relevantní jevy v atmosférickém přenosovém prostředí	85
8.2	Způsob určení parametrů atmosférického přenosového prostředí	86
8.3	Platnosti metod pro určení útlumu na aerosolech	89
8.4	Platnosti metod pro určování turbulentního útlumu	89
8.4.1	Rytovova aproximace	89
8.4.2	Metoda dostupných výkonů	93
8.4.3	Andrewsova metoda	96
8.4.4	Vzájemné porovnání mezi platnosti metod	103
8.5	Závěr	104
9	Experimentální analýza scintilace	106
9.1	Schéma měřicího pracoviště a použité přístroje	106
9.1.1	Použité přístroje a komponenty	106
9.1.2	Schéma pracoviště	107
9.2	Intenzitní profil laserového svazku a určení bodů měření	108
9.3	Nerovnoměrné rozložení rel. var. opt. intenzity v profilu laserového svazku	111
9.3.1	Určení rel. var. opt. intenzity laserového svazku pomocí osciloskopu	113
9.3.2	Určení rel. var. opt. intenzity v daných pozicích laserového svazku pomocí měřených opt. výkonů	115
9.4	Metoda dostupného výkonů a určení turbulentního útlumu	120
9.5	Závěr	123
10	Závěr	124
10.1	Splnění cílů	124
10.2	Metoda plnění cílů	125
11	Literatura	126
	Poděkování	130
	Životopis	131
	Curriculum Vitae	132
	Příloha	133

1 Úvod

Tato disertace se zabývá optickými svazky ve volném prostoru a jejich konkrétním využitím – optickými bezkabelovým spoji. V práci se seznámíme s atmosférickým přenosovým prostředím a jeho vlivem na optický svazek. Podrobněji se budeme věnovat atmosférickým turbulencím a nové metodě určování turbulentního útlumu. Rovněž se zaměříme na rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku.

Tato disertační práce je členěna do několika kapitol. Obsah jednotlivých kapitol je následující:

1. V úvodní kapitole se stručně seznámíme s historickými fakty o optických bezkabelových spojkách, současných trendech v optických komunikacích i se směřováním dané problematiky. Součástí této kapitoly jsou i uvedené hlavní cíle disertační práce.
2. V následující kapitole se seznámíme obecně s optickým zářením, blíže pak s Gaussovským svazkem a jeho základními parametry. Přestavíme si rovněž Top hat svazek a jeho vztah ke Gaussově svazku.
3. Třetí kapitola pojednává o horizontálních i vertikálních optických bezkabelových spojkách, naznačuje, jak by v budoucnu mohly vypadat komplexní optické sítě. Seznámíme se i se statistickými a stacionárními parametry optických bezkabelových linek.
4. Kapitola nazvaná jevy v atmosféře se zaměřuje na útlum v atmosférickém přenosovém prostředí. Jsou zde uvedeny relevantní matematické modely, které se v současnosti používají v technické praxi pro výpočty útlumu. Stručně je zde představena i refrakce a přerušování optického svazku.
5. Pátá kapitola se věnuje analýze šumů, které mají vliv na funkci optických bezkabelových spojů. Jedná se hlavně o výstřelový a tepelný šum.
6. V této kapitole si představíme obecně atmosférické turbulence, jejich vznik a současně používané metody určování turbulentního útlumu.
7. Sedmá kapitola je stěžejní částí této disertační práce. Je zde představena nová metoda určování turbulentního útlumu. Tato metoda dostupného výkonu vychází z analýzy intenzitního profilu laserového svazku a výsledkem je nejhorší možný turbulentní útlum pro daný stav atmosféry. Rovněž je zde představeno nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku. Tento poznatek byl získán díky experimentálním měřením. Na jeho základě je možno stanovit optimální intenzitní profil laserového svazku s ohledem na minimalizaci vlivu turbulentního prostředí. Přesná formulace tohoto

nerovnoměrného rozložení není zatím přesně známa, a to z důvodu rozsáhlosti dané problematiky.

8. Následující kapitola shrnuje předešlé poznatky. Je zde popsána metodika určení charakteristik atmosférického přenosového prostředí. V této kapitole jsem uvedla i meze platnosti metod pro určení útlumu atmosférou a turbulentního útlumu.
9. Kapitola devátá představuje výsledky získané při experimentálním měření. Během práce na disertaci jsem provedla mnoho experimentů, zde uvádím pouze jeden, který je podle mého mínění dostatečně názorný. Jsou zde uvedeny výsledky, díky kterým předpokládám nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku. Rovněž zde uvádím příklad určení turbulentního útlumu pomocí metody dostupných výkonů.
10. V závěru je práce je shrnut přínos této disertační práce.

1.1 Úvod do problematiky

Přenos informací se stal nedílnou součástí průmyslu, vědy, vzdělání, administrativy, medicíny, bankovní sféry ale i běžných domácností. Neustále rostou požadavky na přenosové rychlosti a dostupnost spojů. Kvalitu stávajících přenosových systémů lze zvyšovat jejich modernizací a nové komunikační systémy musí splňovat předem stanovené požadavky. Optické bezkabelové spoje (OBS) se jeví jako vhodný komunikační systém, který splňuje požadavky na přenosové rychlosti a spolehlivost spoje.

Idea optických bezkabelových spojů je známá již několik desítek let, ale až díky moderním technologiím výroby optických komponent se OBS staly cenově dostupnou technologií. OBS pracují v bezlicenčním pásmu a není potřeba povolení Českého telekomunikačního úřadu pro jejich provoz. Vzdálenost mezi dvěma body optického komunikačního systému může být několik kilometrů až desítky kilometrů, divergence optického svazku se nastavuje na tři až osm miliradiánů pro kratší spoje, spoje s vyšším dosahem mají divergenci podstatně nižší. Přenosové rychlosti těchto spojů dosahují až deset Gb/s a jejich dostupnost je až 99.99% [16].

Přenos signálu optickým bezkabelovým spojem je ovlivněn atmosférickým přenosovým prostředím. Je nutné vybrat vlnovou délku zdroje optického záření, která je v atmosférickém okně propustnosti. Optický signál může být krátkodobě nebo dlouhodobě přerušen anebo může být utlumen. Atmosférické turbulence vnímáme jako negativní jev, jelikož může dojít k úniku a fluktuaci úrovně optického signálu. V ideálním případě je OBS provozován v místech, kde se atmosférické turbulence nevyskytují. V reálném případě je potřeba míru turbulencí vyhodnotit a stanovit vliv atmosférických turbulencí na optický signál. Klasicky se úroveň turbulencí vyhodnocuje z časového záznamu úrovně optického signálu. Tato práce se zabývá možnostmi zavedení nové metody určování útlumu atmosférickými turbulencemi, tzv. metodou dostupných výkonů, která vychází z vyhodnocení geometrického profilu optického svazku.

1.2 Historie

Historie optických bezkabelových spojů je velmi zajímavá. První pokusy o přenos informace pomocí optického záření jsou známy již z dob antiky. Jedná se však o „nepravé“ optické spoje. Během bitev využívali staří Řekové své leštěné štíty k odrazu slunečního záření a předávali si takto informace. Tento způsob komunikace se stal základem heliografu, kdy k předávání informace se využívá zrcadlo, které svým natáčením vytváří jednotlivé záblesky. Tato „technologie“ byla využívána ještě v minulém století. Koncem devatenáctého století Alexander Graham Bell vyvinul „photophone“, což byl v podstatě telefon, který fungoval na bázi mechanického chvění zrcadla, kterým se odráželo sluneční záření a směřovalo se k příjemci zprávy. Dosah Bellova „photophone“ byl až 200 m. Na možnost komunikace pomocí optického záření se na nějakou dobu zapomnělo, a to kvůli rozvoji rádiových komunikací [34].

Rok 1960 byl pro optické komunikace revoluční díky vynálezu laseru. O pár let později spatřily světlo světa i první laserové diody a LED diody. Na optické komunikační systémy se zaměřily výzkumy armády, ale i výzkum NASA. Vznikly první optické bezkabelové spoje ve vesmíru, kdy probíhala komunikace mezi dvěma satelity. Začátkem devadesátých let minulého století se objevují publikace o praktických využitích optických spojů ve volném prostoru v atmosférickém přenosovém prostředí. V roce 1998 výzkumná skupina Lucent technology a Astro Terra zveřejňují výsledky své práce. V Bellových laboratořích vyvinuli optický bezkabelový spoj s přenosovou rychlostí 2,5 Gb/s se vzdáleností 2,4 km mezi vysílačem a přijímačem [38].

1.3 Rozbor současného stavu

Díky cenově dostupným vysílacím a přijímacím zařízením se duplexní optické bezkabelové spoje (OBS) stávají stále více rozšířené jako komunikační systémy s vysokou přenosovou rychlostí (až 10 Gb/s), s nízkou chybovostí (Bit error rate až 10^{-9}) a s velkou dostupností spoje (až 99,9999%). Lze je využít pro datové, video anebo hlasové služby. Jsou vhodným řešením problému poslední míle [6] díky rychlé a v porovnání s pokládáním optického kabelu levné instalaci.

V současné době jsou optické bezkabelové spoje vnímány jako standardní komunikační systémy. Z praxe známe jak všesměrové spoje (např. indoor aplikace), tak i směrové spoje (např. optický spoj bod – bod).

Aktuálně existuje řada vědeckých výzkumů v oblasti optických svazků ve volném prostoru [35]. Mezi nejvýznamnější současné výzkumy z oblasti optických komunikací patří

- HAP – platforma ve vysokých výškách (high altitude platform) [39]
- Vícesvazkový provoz
- Výběr vhodné vlnové délky (850 nm nebo 1550 nm)
- Auto tracking systémy – detekce optického systému
- Kvantová kryptografie

- Atmosférické optické spoje s dalekým dosahem
- Optické lidary
- Projekt SILEX – optické komunikace ve vesmíru (Německo, Francie) [40]
- Projekt LCE – optické komunikace ve vesmíru (Japonsko) [40]

Samozřejmě existují i další výzkumné projekty, skupiny a laboratoře, které se těmito perspektivními technologiemi zabývají.

1.4 Směřování problematiky

Již dnes je potřeba přemýšlet o směřování a budoucnosti optických komunikačních systémů ve volném prostoru. Vývoj se bude nejspíše vyvíjet směrem k hybridním technologiím typu FSO/RF (free space optics/radio frequency) [36], kdy za příznivého meteorologického stavu bude probíhat komunikace rychlejší optickou linkou, v případě výpadku optické linky bude komunikace probíhat zálohovým rádiovým spojením. Otázkou k dořešení jsou rovněž optimální kódy pro optické bezkabelové spoje. Již nyní se pracuje na tomto problému, výsledek však ještě není znám. Pro rychlejší spoje s vyšším dosahem se plánuje vývoj multisegmentových vysílačů a multisegmentových přijímačů. Další aplikací, která čeká na své řešení je technologie CAR to CAR a CAR to X [41], kdy se bude jednat nejen o komunikaci, ale i obecně o bezpečnost nejen v dopravě. Komplexní optické sítě, které se budou skládat z pevných bodů, mobilních pozemních objektů, letadel, platform ve vysokých výškách a satelitů, jsou již teoreticky rozpracovány, jejich praktická realizace je ale otázkou budoucnosti.

1.5 Cíle disertace

Cílem mé disertační práce je vypracovat komplexní model atmosférického přenosového prostředí pro optické bezkabelové komunikace na vybraných vlnových délkách. Model v sobě bude zahrnovat jak vlivy útlumu způsobené rozptylem na molekulách, aerosolech, atmosférických nečistotách, skupinách O_2 , O_3 , H_2O a CO_2 , tak i vliv atmosférických turbulencí na optický svazek. Výsledkem práce bude také návrh vhodného tvaru optického svazku pro provoz optického bezkabelového spoje ve vybraných komunikačních oknech.

Práce je především zaměřená na studium a vyhodnocení atmosférických turbulencí. V dnešní době se míra turbulencí vyjadřuje nejčastěji strukturním parametrem indexu lomu C_n^2 . S rostoucím strukturním parametrem indexu lomu roste míra turbulencí v atmosféře. Parametr C_n^2 nejčastěji získáváme z časového průběhu úrovně přijatého optického signálu anebo jej získáme z hodnot variace termodynamické teploty a atmosférického tlaku v místě měření. Existuje rovněž scintilometr – zařízení, které měří strukturní parametr indexu lomu v atmosférickém přenosovém prostředí. Bohužel v současnosti používané metody požadují pro určení útlumu turbulencemi homogenní rozložení strukturního parametru indexu lomu v celé trase optického svazku a zároveň nezohledňují intenzitní profil optického svazku.

V práci je analyzována možnost vyhodnocení míry atmosférických turbulencí pomocí intenzitního profilu optického svazku díky tzv. objemu dostupného výkonu (PDV), který určíme pomocí funkce dostupného výkonu optického svazku. Určení útlumu optického signálu na základě znalosti objemu dostupného výkonu (nebo jednoduše pouze dostupného výkonu) je rovněž jedním z cílů této práce.

Konkrétně výstupem této disertační práce bude:

- Model atmosféry zahrnující útlumy atmosférického přenosového prostředí a turbulence v atmosféře
- Vyhodnocení míry atmosférických turbulencí na základě intenzitního profilu laserového svazku pomocí dostupného výkonu optického svazku a nalezení vztahu mezi dostupným výkonem a útlumem optického signálu způsobeným atmosférickými turbulencemi
- Nalezení vhodného tvaru laserového svazku pro maximální eliminaci negativního vlivu atmosférických turbulencí

Hlavním přínosem této disertační práce bude představení nové metody určování míry atmosférických turbulencí, která dosud není v technické praxi známá a používaná. Z této metody bude vycházet i návrh vhodné geometrie laserového svazku, který bude v rámci možností maximálně odolný proti rušení turbulentní atmosférou.

2 Optický svazek

Světlo je elektromagnetické záření, jehož spektrální rozmezí je od infračerveného záření do ultrafialové oblasti. Pro světlo jsou charakteristické tři základní parametry, a to vlnová délka, amplituda záření a polarizace. Světlo se projevuje jako tok částic – fotonů, zároveň se však jeví i jako vlna. Díky tomuto jevu existují i různé pohledy na světelné záření a vznikly mnohé teorie, které popisují vlastnosti světla.

2.1 Teorie svazku

Na optický svazek můžeme pohlížet různými způsoby. Existují jednodušší teorie, které se časem postupně rozšiřovaly, díky pokrokům ve fyzice vznikaly složitější teorie, které v sobě zahrnovaly předchozí poznatky [7].

Nejstarší a nejjednodušší teorie optického záření je paprsková optika. Na optický svazek se pohlíží jako na přímočaře se šířící záření, které prochází různými optickými prostředími a dodržuje základní soubor geometrických pravidel. Z paprskové optiky vychází zákon odrazu nebo zákon lomu světelného záření. Tato teorie má však podstatné nedostatky, nedokáže vysvětlit jevy jako interference nebo difrakce.

Vlnová teorie světla je obecnější než paprsková teorie. V případě, že vlnová délka je zanedbatelně malá v porovnání s objekty, ve kterých se záření šíří, pak si vystačíme pouze s paprskovou teorií. V případě, že je vlnová délka záření srovnatelná s objekty ovlivňujícími světelný svazek, pak je potřeba použít vlnovou teorii. V této teorii bereme světelný svazek jako vlnu, a to vlnu rovinnou nebo sférickou. Obě tyto vlny vycházejí z řešení Helmholtzovy rovnice. Vlnová teorie se nedokáže vypořádat s jevem jako polarizace, tento jev lze popsat elektromagnetickou teorií, která je obecnější.

V elektromagnetické teorii popisujeme světlo jako dvě vektorová pole (elektrické a magnetické), která jsou na sebe kolmá. Elektromagnetická teorie se řídí Maxwellovými rovnicemi a dokáže popsat jevy jako absorpce nebo disperze.

Nejobecnější teorií světelného svazku je kvantová optika, která je součástí kvantové fyziky. Podle této teorie se světelné záření vyznačuje v malých množstvích – kvantech, což dokázal ve své práci německý fyzik Max Planck. Pomocí kvantové optiky se vysvětluje například fotoelektrický jev nebo interakce záření a látky.

2.2 Základní parametry pro určení vlastností optického záření

Světlo se šíří ve vakuu rychlostí 299 792 458 m/s, pro technické výpočty používáme hodnotu rychlosti světla $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. V případě, že se světlo dostane do jiného prostředí než je vakuum, dojde ke změně jeho rychlosti. Změnu rychlosti šíření záření názorně popisuje veličina index lomu prostředí n a tato bezrozměrná veličina udává všeobecně vlastnosti elektromagnetického záření v látce.

Na index lomu můžeme pohlížet jako na konstantu nebo frekvenčně závislý parametr. Pokud budeme index lomu považovat za konstantu v celém rozsahu viditelného spektra, pak rychlost šíření v záření v daném materiálovém prostředí bude dán

$$v = \frac{c}{n}, \quad (2.1)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu a n je absolutní index lomu.

V případě frekvenčně závislého indexu lomu $N(\omega)$ je index lomu komplexní funkcí frekvence. Tuto závislost lze vyjádřit vztahem [7]

$$N(\omega) = n(\omega) + j\kappa(\omega), \quad (2.2)$$

kde $n(\omega)$ je reální část a $\kappa(\omega)$ je imaginární složka komplexního indexu lomu. Frekvenčně závislý index lomu popisuje rychlost šíření světla v látce, avšak navíc je třeba rozlišovat mezi fázovou a grupovou rychlostí světla. Zatímco fázová rychlost v_f popisuje rychlost šíření ploch se stejnou fází vlnění, grupová rychlost v_g se vztahuje k obálce amplitudy, neboli k rychlosti šíření signálu (informace). Fázová rychlost má hodnotu [21]

$$v_f(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} \quad (2.3)$$

a grupová rychlost je rovna

$$v_g(\omega) = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}}, \quad (2.4)$$

kde jmenovatele často označujeme jako grupový index lomu. Grupová rychlost nemůže přesáhnout hodnotu rychlosti světla ve vakuu, naproti tomu, fázová rychlost, která není spojena s přenosem informace, může nabývat téměř libovolných hodnot, vyšších než je rychlost světla ve vakuu nebo dokonce záporných hodnot.

Imaginární část frekvenčně závislého indexu lomu nazýváme index absorpce a $\kappa(\omega)$ udává míru útlumu procházejícího záření v dané látce (pohlcením) [21]. Lze z něj určit například absorpční délku $d_a(\omega)$ pomocí vztahu

$$d_a = \frac{c}{2\omega \cdot \kappa}. \quad (2.5)$$

Urazí-li v daném látkovém prostředí záření o úhlové frekvenci ω vzdálenost d_a , poklesne jeho intenzita na hodnotu $1/e$, tj. asi na 37%.

Pokud hovoříme o světelném záření, nejčastěji popisujeme toto záření pomocí vlnové délky. Vlnovou délku záření λ určíme pro vakuum jednoduchým vztahem

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (2.6)$$

kde ν je frekvence optického záření, pro prostředí s indexem lomu n je pak vlnová délka rovna

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \quad (2.7)$$

Z kvantové teorie záření víme, že světlo je emitováno po kvantech, kterým říkáme fotony. Dokážeme určit energii tohoto záření pomocí vztahu

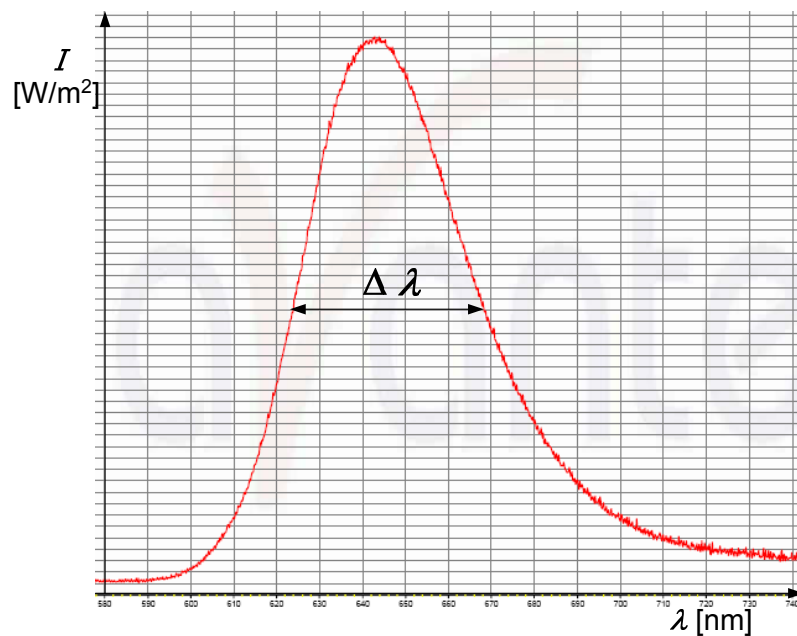
$$E = h \cdot \nu, \quad (2.8)$$

kde h je Planckova konstanta ($h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Js). Můžeme rovněž stanovit hybnost fotonu \vec{p} a to za pomoci rovnice

$$\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k}, \quad (2.9)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta ($\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Js) a \vec{k} představuje vlnový vektor.

Relevantním parametrem zdrojů optického záření je šířka spektrální čáry $\Delta\lambda$. Čím je užší spektrální čára, tím je větší míra koherence optického zdroje. Šířku spektrální čáry určíme z poklesu o 3 dB (Obrázek 2.1).



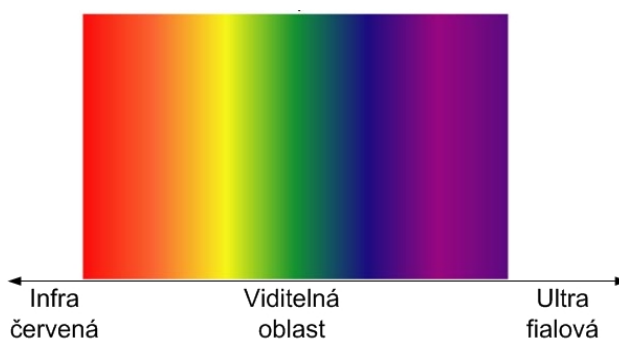
Obrázek 2.1 Šířka spektrální čáry 50 nm červené LED

2.3 Rozdělení optického záření do pásem

Optické záření můžeme rozdělit na viditelné záření (VIS – visible), infračervené záření (IR – infrared) a ultrafialové záření (UV – ultraviolet) [7]. Pro člověka viditelné elektromagnetické záření je v rozmezí 380 – 760 nm. Infračervené záření dělíme do tří oblastí, a to na blízké infračervené záření (0,76 – 5 μm), střední infračervené záření (5 – 30 μm) a dlouhé infračervené záření (30 – 1000 μm). Vlnová délka ultrafialového záření je kratší než vlnová délka viditelného záření, ale delší než vlnová délka rentgenového záření. V následující tabulce je přehledně ukázáno rozdělení vlnových délek ultrafialového záření [42].

Tabulka 2.1 Přehled optických vlnových délek

Název	Zkratka	Rozmezí vlnových délek
Blízké	NUV	400 nm – 200 nm
Dlouhovlnné	UVA	400 nm – 320 nm
Středněvlnné	UVB	320 nm – 280 nm
Krátkovlnné	UVC	pod 280 nm
Hluboké	DUV	pod 300 nm
Daleké	FUV, VUV	200 nm – 10 nm
Extrémní	EUUV, XUV	31 nm – 1 nm

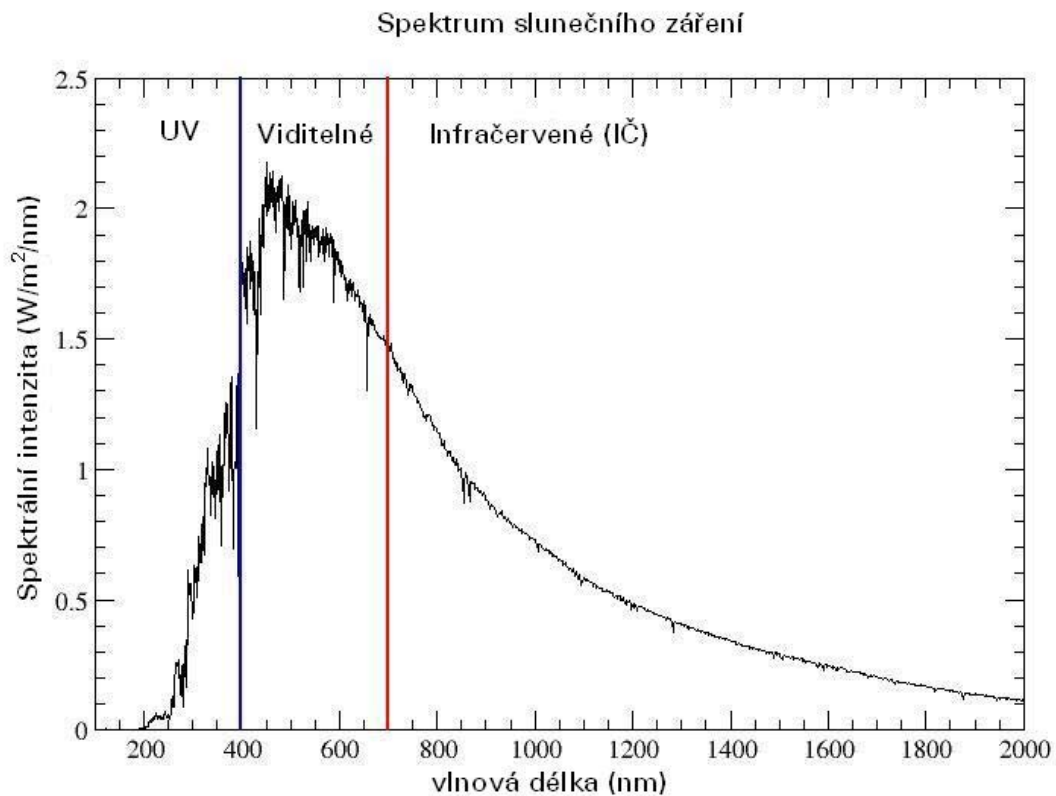


Obrázek 2.2 Spektrum optického záření

V optických bezkabelových komunikacích, systémech laserové detekce anebo optických svazcích ve volném prostoru (např. dálkové ovládání) využíváme nejčastěji vlnové délky z infračervené oblasti. V současné době se infračervené zářiče rovněž využívají pro terapeutické účely. Systémy využívající zdroje záření ve viditelné oblasti spektra pak nacházejí své uplatnění spíše v zobrazovacích technologiích, např. LED nebo OLED displeje, anebo při osvětlování, např. světlomety automobilů, ale i energeticky nenáročné svítilny.

2.4 Zdroje optického záření

Nejdůležitějším zdrojem optického záření pro naši planetu je Slunce. Slunce je primárním zdrojem energie pro veškerý život na naší planetě. Teplota na jeho povrchu se pohybuje kolem 5800 K, proto je vnímáno jako žluté. Na Zemi dopadá Sluneční záření o optické intenzitě 1,4 kW/m², což zajišťuje optimální podmínky pro život na Zemi [23].



Obrázek 2.3 Spektrum slunečního záření [22]

Obecně se zdrojem optického záření může stát každý hmotný objekt, jehož termodynamická teplota dosáhne takové hodnoty, kdy objekt bude vyzařovat vlnové délky v optické oblasti spektra (Wienův posouvací zákon) [43]. Dalším principem generace optického záření je spontánní emise, což je princip luminiscence a fluorescence. Při stimulované emisi vznikne laserové záření [45].

Mezi nejznámější zdroje optického záření patří klasická žárovka, která má obdobné spektrum jako sluneční záření, proto je právě žárovka pro lidské oko nejpřirozenější náhradní umělý zdroj optického záření.

Mezi umělé zdroje světelného záření zařazujeme výbojky, které se standardně skládají ze skleněné trubice naplněné směsí plynů a par. Díky výbojům, které vznikají v trubici díky zavedení elektrického proudu systémem elektrod, dochází ke generaci světelného záření. Spektrum výbojky je diskrétní a závisí na druhu náplně trubice.

V optoelektronice se velmi často používají elektroluminescenční diody, což jsou polovodičové součástky, jejichž základem je P-N přechod. Prochází-li elektrický proud v propustném směru, pak dojde k emitování záření, jehož spektrum je relativně úzké. Vyzařovaná vlnová délka záleží na chemickém složení polovodiče [23].

Výhodou LED diody je téměř monochromatický světelný zdroj, má nízkou spotřebu energie, vysokou účinnost, nízké tepelné ztráty a definovaný úhel světelného svazku. Díky použití optického zdroje tohoto typu dokážeme pokrýt celé barevné spektrum, lze rovněž plynule nastavit stmívání nebo rozsvěcování [23].

V současné době se velmi rozšiřuje použití organických elektroluminescenčních diod – OLED. Na rozdíl od tradičních anorganických LED na bázi komplexní krystalické struktury OLED používají ke generování světla organický materiál. Jsou tvořeny substrátem, transparentní elektrodou, jednou nebo více organickými vrstvami, opačnou elektrodou a pouzdem k zabránění oxidace. Často jsou využívány polymery, světlo je generováno na bázi fluorescence, pozitivní a negativní nosiče náboje jsou injektovány na příslušné elektrody a uvolňují světlo rekombinací v emisní vrstvě [44].

Laserové diody jsou zdroje optického záření, které často používáme v optických komunikacích. Jsou to polovodičové součástky, které díky PN přechodu vyzařují v optické oblasti spektra. Jejich záření má užší spektrální čáru a větší koherenci v porovnání s LED [23].

Nejkoherentnějším zdrojem s nejužší spektrální čárou je laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Základní součástí laseru jsou rezonátor, aktivní látka a zdroj energie. Lasery se v optických komunikacích používají méně často, jejich využití je mnohonásobně vyšší při interferometrii, elipsometrii a jiných metrologických aplikacích [45].

2.5 Gaussův svazek

Optické záření se může v prostoru šířit jako rovinná vlna, kdy jsou paprsky rovinné vlny rovnoběžné se směrem šíření, svazek je tedy nedivergentní. Naopak sférická vlna se šíří z jednoho bodu a svazek je divergentní. Vlny, jejichž normály vlnoploch svírají malý úhel s osou z , se nazývají paraxiálními vlnami. Touto vlnou je i vlna nazývána Gaussův svazek. Rozložení optické intenzity v libovolné příčné rovině je dáno Gaussovskou funkcí s osou v ose svazku [7, 23].

2.5.1 Komplexní amplituda

Paraxiální vlna je rovinná vlna $\exp(-jkz)$ modulovaná komplexní obálkou $A(\mathbf{r})$. Pro komplexní amplitudu [7] platí

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})\exp(-jkz). \quad (2.10)$$

O obálce předpokládáme, že je při změně vzdálenosti o λ přibližně konstantní, takže se jedná o lokálně rovinnou vlnu, jejíž normály k vlnoploše tvoří paraxiální paprsky.

Aby byla pro komplexní amplitudu $U(\mathbf{r})$ splněna Helmholtzova rovnice

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0, \quad (2.11)$$

musí být komplexní obálka $A(\mathbf{r})$ řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice

$$\nabla_r^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (2.12)$$

kde

$$\nabla_r^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (2.13)$$

je příčná část Laplaceova operátoru. Jednoduchému řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice vyhovuje např. paraboloidní vlna

$$A(r) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2z}\right), \quad (2.14)$$

$$\rho^2 = x^2 + y^2, \quad (2.15)$$

kde A_1 je konstanta. Přitom pro x a y mnohem menší než z je paraboloidní vlna paraxiální aproximací sférické vlny.

Gaussovský svazek je dalším řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice. Z paraboloidní vlny ho lze získat jednoduchou aproximací. Vzhledem k tomu, že komplexní obálka paraboloidní vlny je řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice, je jejím řešením také obálka posunutá o hodnotu ξ (z nahradíme $z-\xi$)

$$A(r) \doteq \frac{A_1}{q(z)} \exp\left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right], \quad (2.16)$$

$$q(z) = z - \xi, \quad (2.17)$$

kde ξ je konstanta. Jedná se vlastně o paraboloidní vlnu v bodě $z = \xi$ namísto v $z = 0$. Pokud je ξ komplexní (2.16) je stále řešení (2.14), ale získává výrazně jiné vlastnosti. Zejména, když ξ je ryze imaginární, např. $\xi = -jz_0$, kde z_0 je reálné, (2.16) definuje komplexní obálku Gaussovského svazku

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right], \quad (2.18)$$

$$q(z) = z + jz_0. \quad (2.19)$$

Parametr z_0 je znám jako Rayleighova vzdálenost.

Abychom oddělili amplitudu a fázi této komplexní obálky, zapišme komplexní funkci

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + jz_0} \quad (2.20)$$

pomocí její reální a imaginární části, přičemž definujeme dvě nové reální funkce $R(z)$ a $w(z)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}. \quad (2.21)$$

Výraz pro komplexní amplitudu $U(\mathbf{r})$ Gaussovského svazku je tedy

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right] \times \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\xi(z)\right], \quad (2.22)$$

kde

$$A_0 = \frac{A_1}{jz_0}. \quad (2.23)$$

Parametry Gaussovského svazku jsou pak následující

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.24)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right], \quad (2.25)$$

$$\xi(z) = \arctan \frac{z}{z_0}, \quad (2.26)$$

$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (2.27)$$

Výraz pro komplexní amplitudu Gaussovského svazku je základem pro určování vlastností a parametrů tohoto svazku.

2.5.2 Optická intenzita

Intenzita optického záření

$$I(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2, \quad (2.28)$$

je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right], \quad (2.29)$$

kde $I_0 = |A_0|^2$. Pro každou hodnotu z je intenzita Gaussovskou funkcí radiální vzdálenosti ρ . Proto je vlna nazývána Gaussovským svazkem [7]. Gaussova funkce dosahuje největší hodnoty pro $\rho = 0$ (na ose z) a monotónně klesá se vzrůstajícím ρ . Pološířka Gaussovského rozložení $w(z)$ přitom vzrůstá s axiální vzdáleností z .

Na ose svazku ($\rho = 0$) má optická intenzita

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (2.30)$$

pro $z = 0$ svou maximální hodnotu I_0 a s rostoucím z spojitě klesá, přičemž pro $z = \pm z_0$ dosahuje poloviny maximální hodnoty I_0 . Pro $|z| \gg z_0$ máme

$$I(0, z) \approx I_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \quad (2.31)$$

a optická intenzita klesá s kvadrátem vzdálenosti z (podobně jako u sférické nebo paraboloidní vlny). Absolutně nejvyšší hodnota intenzity $I(0, 0) = I_0$ je ve středu svazku ($z = 0, \rho = 0$).

2.5.3 Optický výkon

Celkový optický výkon přenášený svazkem je dán integrálem ze součinu optické intenzity a plochy příčného průřezu svazku [7]

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho, \quad (2.32)$$

odkud

$$P = \frac{1}{2} I_0 \pi w_0^2. \quad (2.33)$$

Výkon optického svazku je nezávislý na z a je dán poloviční hodnotou součinu maximální intenzity s plochou kruhu o poloměru rovnajícím se středové pološířce svazku. Vzhledem k tomu, že Gaussovské svazky jsou často charakterizovány přenášeným výkonem P , je užitečné vyjádřit I_0 jako funkci P a vztah pak vyjádřit jako

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right]. \quad (2.34)$$

Poměr optického výkonu přenášeného v příčné rovině vnitřkem kružnice o poloměru ρ_0 k celkovému optickému výkonu je dán vztahem

$$\frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{w^2(z)}\right]. \quad (2.35)$$

Uvnitř kružnice o poloměru $\rho_0 = w(z)$ je přenášeno přibližně 86% celkového optického výkonu. Kruhem o poloměru $1,5 w(z)$ se šíří asi 99% optického výkonu.

2.5.4 Poloměr svazku

V každém příčném průřezu svazku dosahuje optická intenzita největší hodnoty na ose z a v radiální vzdálenosti $\rho = w(z)$ poklesne na $1/e^2 \approx 0,135$ největší hodnoty. Protože 86% výkonu svazku se šíří oblasti o poloměru $w(z)$, bereme $w(z)$ jako poloměr svazku (nazýváme také pološířka svazku).

V rovině $z = 0$ nabývá pološířka svazku minimální hodnoty w_0 . Toto místo se nazývá místem maximálního zúžení – středem svazku a w_0 je tedy jeho poloměr. Průměr $2w_0$ je označován jako velikost stopy nebo šířka svazku v krčku. Poloměr svazku s rostoucím z postupně vzrůstá, pro $z = z_0$ dosahuje hodnoty $\sqrt{2}w_0$ a dále pro zvětšující se z monotónně roste.

Pro $z \gg z_0$ dostaneme lineární vztah

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_0} z = \theta_0 z, \quad (2.36)$$

kde θ_0 je divergencí svazku.

2.5.5 Divergence svazku

Daleko od středu svazku ($z \gg z_0$) vzrůstá jeho poloměr přibližně lineárně s rostoucím z a vytváří kužel s vrcholovým úhlem $2\theta_0$. Tímto kuželem se šíří asi 86% celkového optického výkonu. Divergence svazku je tedy dána úhlem [7]

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2w_0}. \quad (2.37)$$

Divergence svazku je tedy přímo úměrná podílu vlnové délky λ a šířky svazku v krčku $2w_0$. Chceme-li získat dobře kolimovaný svazek, musíme pracovat s kratší vlnovou délkou a větším středovým poloměrem.

2.5.6 Ohnisková hloubka

Jak již bylo zmíněno, svazek je nejužší v $z = 0$. V této rovině má tedy nejlepší „ohnisko“. Od něj se svazek postupně rozšiřuje. Axiální vzdálenost, podél které je poloměr svazku roven nebo menší než $\sqrt{2}w_0$, je označována jako ohnisková hloubka nebo také jako konfokální parametr. Ohnisková hloubka [7] je rovna dvojnásobku Rayleighovy vzdálenosti a je daná vztahem

$$2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.38)$$

Ohnisková hloubka je přímo úměrná ploše průřezu svazku v místě maximálního zúžení a nepřímo úměrná vlnové délce. Fokusuje-li svazek do menší stopy, získáme kratší ohniskovou hloubku. To má za následek větší požadavky na přesnost nastavení ohniskové roviny. Pro větší vlnové délky nemůžeme současně dosáhnout malé stopy a velké ohniskové hloubky.

2.5.7 Fáze

Fáze Gaussovského svazku [7] je dána výrazem

$$\phi(\rho, z) = kz - \xi(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}. \quad (2.39)$$

Na ose svazku ($\rho = 0$) obsahuje fáze dva členy

$$\phi(0, z) = kz - \xi(z). \quad (2.40)$$

První člen kz je fází rovinné vlny. Druhý reprezentuje fázové zpoždění $\xi(z)$ měnící se od $-\pi/2$ pro $z = -\infty$ do $+\pi/2$ pro $z = \infty$. Toto fázové zpoždění odpovídá zpoždění vlnoplochy svazku vzhledem k rovinné či sférické vlně. Celkové zpoždění podél osy svazku (od $z = -\infty$ do $z = \infty$) je tedy π . Tento jev je označován jako Guoyův jev

2.5.8 Vlnoplochy

Třetí člen pravé strany (2.39) je zodpovědný za zakřivení vlnoplochy. Reprezentuje odchylku fáze mimosových bodů vlnoplochy od fáze rovinné vlny tečné v ose svazku k této vlnoploše. Plochy konstantní fáze jsou dány rovnicí

$$k \left[z + \frac{\rho^2}{2R(z)} \right] - \xi(z) = 2\pi q. \quad (2.41)$$

Vzhledem k tomu, že $\xi(z)$ a $R(z)$ jsou pomalu proměnné funkce svých argumentů, můžeme je na každé vlnoploše považovat za přibližně konstantní. Potom dostaneme

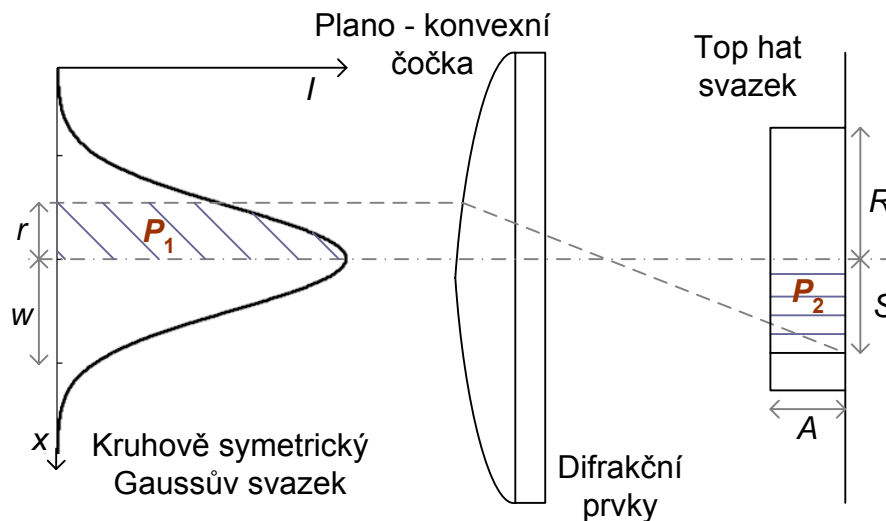
$$z + \frac{\rho^2}{2R} = q\lambda + \frac{\xi\lambda}{2\pi}, \quad (2.42)$$

kde $R = R(z)$ a $\xi = \xi(z)$. To je přesně rovnice plochy paraboloidu o poloměru křivosti R .

Poloměr křivosti $R(z)$ je v $z = 0$ nekonečný, což odpovídá rovinné vlnoploše. Při rostoucím z nejprve klesá a v $z = z_0$ dosáhneme minimální hodnoty. V tomto bodě má vlnoplocha největší křivost. Dále se zvětšujícím se z poloměr křivosti postupně roste, až pro $z \gg z_0$ dostaneme $R(z) \approx z$. Vlnoplochy jsou téměř sférické.

2.6 Top hat svazek

Top hat je tvar laserového svazku s téměř rovnoměrným rozložením optické intenzity uvnitř kruhové stopy (v ideální případě s právě rovnoměrným rozložením optické intenzity). Lze jej vytvořit pomocí plano – konvexní čočky a difrakčních optických prvků [46].



Obrázek 2.4 Gaussův svazek a z něj vytvořený Top hat svazek

Na (Obrázek 2.4) je znázorněn jak Gaussův svazek, tak Top hat svazek. Parametry Gaussova svazku jsou objasněny v předchozí kapitole. U Top hat svazku je optická intenzita označená jako A [W/m^2], R [m] značí maximální šířku Top hat svazku a S [m] představuje obecně šířku Top hat svazku, která může nabývat hodnot od 0 do R .

Nyní si ujasníme vztah mezi parametry Gaussova a Top hat svazku. Vydeme z faktu, že výkony P_1 a P_2 podle (Obrázek 2.4) jsou stejné. Pak platí vztah

$$\int_0^x I \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr = A \cdot \pi \cdot S^2. \quad (2.43)$$

Použitím substituce $U = -2r^2/w^2$ získáme vztah $dU = -4r/w^2 \cdot dr$, následně jej upravíme do tvaru $r \cdot dr = -w^2/4 \cdot dU$ a použijeme v následující rovnici

$$P_1 = \int -I \cdot e^U \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{w^2}{4} dU = -\frac{I \cdot w^2 \pi}{2} [e^U] = -\frac{I \cdot w^2 \pi}{2} \left[e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \right]_0^x = \frac{I \cdot w^2 \pi}{2} \left[1 - e^{-\frac{2x^2}{w^2}} \right] \quad (2.44)$$

Vztah mezi výkony P_1 Gaussovského svazku a P_2 Top hat svazku je

$$\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} \left[1 - e^{-\frac{2x^2}{w^2}} \right] = A \cdot \pi \cdot S^2. \quad (2.45)$$

Obecně šířku Top hat svazku určíme tedy jako

$$S^2 = \frac{I \cdot w^2}{2 \cdot A} \left[1 - e^{-\frac{2x^2}{w^2}} \right]. \quad (2.46)$$

Tímto vztahem jsme definovali vztah mezi obecnou šířkou Top hat svazku a parametry Gaussova svazku. Pro určení obecné šířky S musíme navíc znát optickou intenzitu Top hat svazku. Tu můžeme ovlivňovat stejně jako ostatní parametry Top hat svazku plano – konvexní čočkou s difrakčními prvky a nastavením vzdálenosti mezi konverzní optickou soustavou a rovinou Top hat svazku.

Pokud budeme brát v úvahu výkon v celém Gaussovském svazku P_{celk} , pak získáme obecný vztah

$$P_{celk} = \frac{I \cdot w^2 \pi}{2} \left[1 - e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \right]_0^\infty = \frac{I \cdot w^2 \pi}{2}. \quad (2.47)$$

Díky porovnání celkového výkonu Gaussova svazku s celkovým výkonem Top hat svazku můžeme určit maximální šířku Top hat svazku

$$\frac{I \cdot w^2 \pi}{2} = A \cdot \pi \cdot R^2 \quad (2.48)$$

$$R^2 = \frac{I \cdot w^2}{2 \cdot A}. \quad (2.49)$$

Po dosazení (2.49) do (2.46) můžeme obecnou šířku Top hat svazku stanovit na základě znalosti maximální šířky Top hat svazku a velikosti Gaussova svazku.

$$S^2 = R^2 \left[1 - e^{-\frac{2x^2}{w^2}} \right]. \quad (2.50)$$

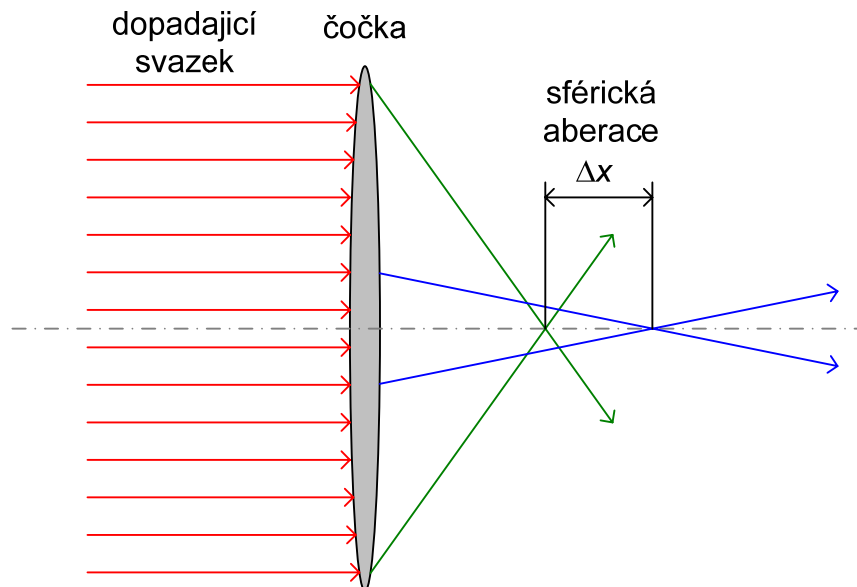
V praxi se nám samozřejmě nepodaří zkonstruovat ideální Top hat svazek. Jeho kvalita bude záviset na kvalitativním provedení konverzní optiky.

2.7 Okrajový a středový svazek

Okrajové a středové svazky se uplatňují díky jinak nežádoucímu jevu – sférické vadě optické čočky. Ta se projevuje tak, že okrajové paprsky a středové paprsky mají různá ohniska. Vzdálenost těchto ohnisek na ose svazku označujeme jako sférickou aberaci Δx [47]. Optický svazek dopadající na čočku pak nelze soustředit do jednoho bodu, čímž vzniká problém s detekcí přijatého výkonu a dochází ke ztrátám optického výkonu díky omezené aktivní ploše fotodetektoru. Z toho tedy vyplývá, že je v určitých případech vhodné soustředit optický výkon buďto do okrajových anebo do středových paprsků.

Sférické vady jsou výraznější u Fresnelových čoček, jejichž velkou výhodou je nízká hmotnost. Pokud tedy do optického systému potřebujeme instalovat přijímací optickou čočku s větším průměrem, pak je vhodné použít právě Fresnelovu čočku. Je však nutno si uvědomit, že dojde k sférické aberaci a tedy i k poklesu výkonu. Právě zde nastává situace, kdy je vhodné zvážit, zda by nebylo vhodné použít středový nebo okrajový svazek.

Pod pojmem okrajový svazek tedy rozumíme takový optický svazek, jehož optický výkon je soustředěn v prstenci okolo osy svazku, středový svazek má pak veškerý optický výkon soustředěn do středu na ose svazku. Při detekčním procesu by tedy měl být veškerý optický výkon přenášený atmosférickým přenosovým prostředím soustředěn Fresnelovou čočkou na aktivní plochu fotodiody.



Obrázek 2.5 Sférická vada optické čočky

Sférickou vadu čočky je samozřejmě možné korigovat požitím dubletu. V případě, že si vystačíme s menší přijímací čočkou, pak použijeme na detekční straně dublet (vyšší hmotnost než Fresnelova čočka).

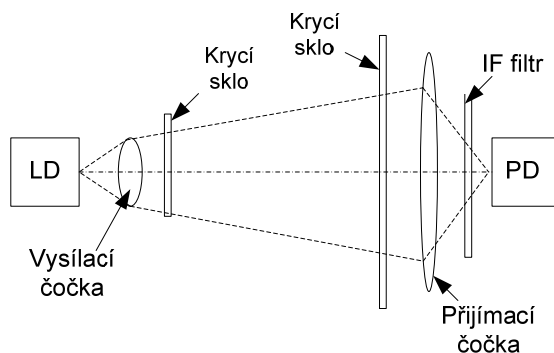
2.8 Závěr

V této kapitole jsme si představili základní vlastnosti optického svazku a seznámili se se čtyřmi základními teoriemi popisujícími optické záření. Přestavili jsme si Gaussův svazek, který nachází rozsáhlé uplatnění nejen v optických bezkabelových spojkách.

Kromě obecně známých poznatků jsem odvodila vztah mezi parametry Gaussova svazku a Top hat svazku na základě geometrické analýzy intenzitních profilů těchto optických svazků. Díky experimentálnímu měření s Fresnelovou čočkou jsem se rozhodla zmínit v práci i okrajové a středová svazky, protože i tyto svazky mají své místo v optických bezkabelových spojkách.

3 Optický bezkabelový spoj

Optický bezkabelový spoj určený pro optické komunikace pracuje jako simplexní nebo plně duplexní spoj. Optická hlavice obsahuje jak vysílač optického signálu, tak optický přijímač.



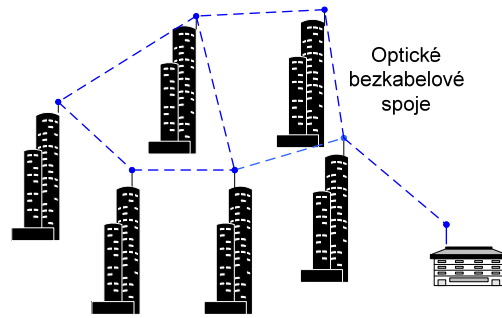
Obrázek 3.1 Model simplexního optického bezkabelového spoje, kde LD je laserová dioda, IF filtr je interferenční filtr a PD je fotodetektor

Součástí vysílací jednotky je optický vysílací prvek, pro krátké spoje (řádově desítky až stovky metrů) lze použít jak laserové diody tak i LED, pro delší spoje je s ohledem na výkonové poměry vhodné použít laserové diody anebo lasery. Pro nastavení divergence optického svazku je využita vhodná vysílací optická soustava. Krycí skla na obou stranách spoje slouží jako ochrana před hydrometeory a prachem.

Na přijímací straně se nachází přijímací čočka, jejím účelem je soustředit dopadající optický výkon na aktivní plochu fotodiody. Často se používá Fresnelova čočka, a to pro minimalizaci ceny a hmotnosti přijímače. Účelem interferenčního filtru (IF filtr) je eliminace okolního rušivého záření pozadí, šířka pásma tohoto filtru se pohybuje kolem 10 nm. Očekáváme tedy, že filtrem projde pouze vysílaná vlnová délka a pouze minimum rušivého záření z okolí. Na aktivní plochu fotodetektoru (PD) dopadá optické záření a díky fotoelektrickému jevu dopadající fotony generují fotoelektrony (elektrony). Fotodetektory typu PIN jsou pro kratší spoje dostačující, pro optické spoje na delší vzdálenosti je vhodné použít lavinové fotodiody (APD).

3.1 Horizontální a vertikální optické bezkabelové spoje

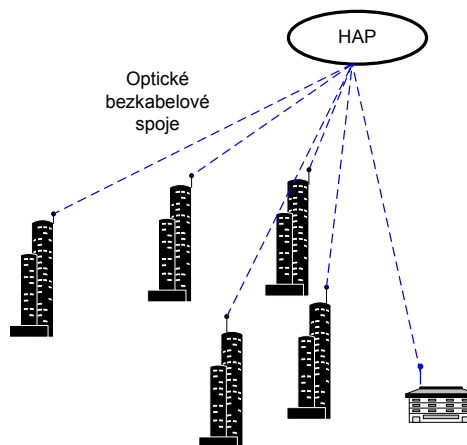
V současné době rozlišujeme OBS pracující v horizontálním a ve vertikálním směru. Horizontální spoje jsou dnes rozšířené, optické hlavice jsou umístěny na pevných objektech (Obrázek 3.2) ve vzdálenosti standardně do 500 m od sebe a jsou cíleně směřovány navzájem na sebe [18].



Obrázek 3.2 Model vertikálního optického bezkabelového spoje

Tyto horizontální OBS jsou časté v městské zástavbě, z toho také vyplývají typické jevy, které ruší provoz těchto spojů. Kromě atmosférických povětrnostních okolností jako je déšť, sníh anebo mlha, dochází k útlumu optického signálu na prachu a smogu, krátkodobé přerušení signálu může být způsobeno přeletem ptáka nebo hejna ptáků. Turbulentní atmosféra může negativně ovlivňovat optický signál na celé jeho dráze od vysílače k přijímači, v tomto případě dochází k fluktuaci úrovně přijatého optického signálu.

Naproti tomu vertikální OBS jsou teprve ve vývoji. Komunikace u těchto spojů probíhá mezi pozemní stanicí a stanicí HAP (High altitude platform), která se může nacházet ve výšce až několika desítek kilometrů nad zemským povrchem (Obrázek 3.3).

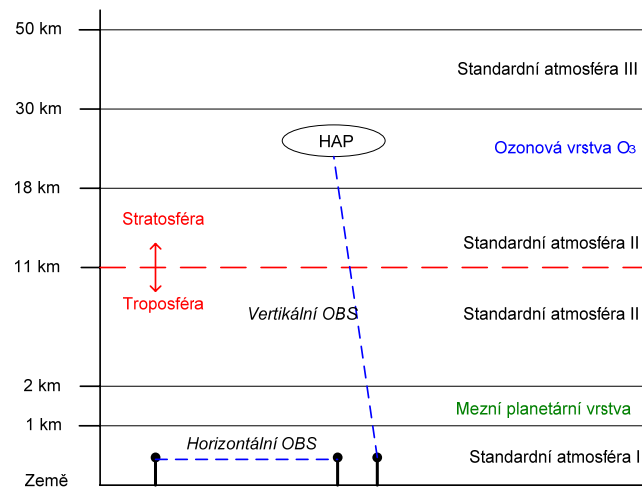


Obrázek 3.3 Model horizontálního optického bezkabelového spoje

Z toho také vyplývají typické problémy v přenosu optického signálu [20]. Už samotný fakt, že se dráha optického signálu pohybuje v řádu desítek kilometrů, je komplikace. Je potřeba vyvinout precizní systém pro jemné nastavování směru laserového svazku, rovněž divergence svazku musí být minimální, aby na přijímací straně stopa svazku nebyla příliš velká. Kromě útlumu na molekulách, hydrometeorech a prachu dochází k snížení kvality optického signálu v mezní planetární vrstvě, která se vyskytuje ve výšce 1 až 2 km nad zemským povrchem. V mezní vrstvě je vyvinutá termická konvence a termická turbulence. Termická konvence je výstupní pohyb teplého vzduchu ze spodních hladin vzhůru. Omezuje se buďto na výšku planetární mezní vrstvy nebo proniká do větších výšek. Termická turbulence je vířivé

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

neuspořádané vzduchové proudění vázané planetární mezní vrstvou. V této vrstvě je soustředěno 50% atmosférické vody [9]. Z toho tedy vyplývá, že míra atmosférických turbulencí v této vrstvě bude velmi vysoká.

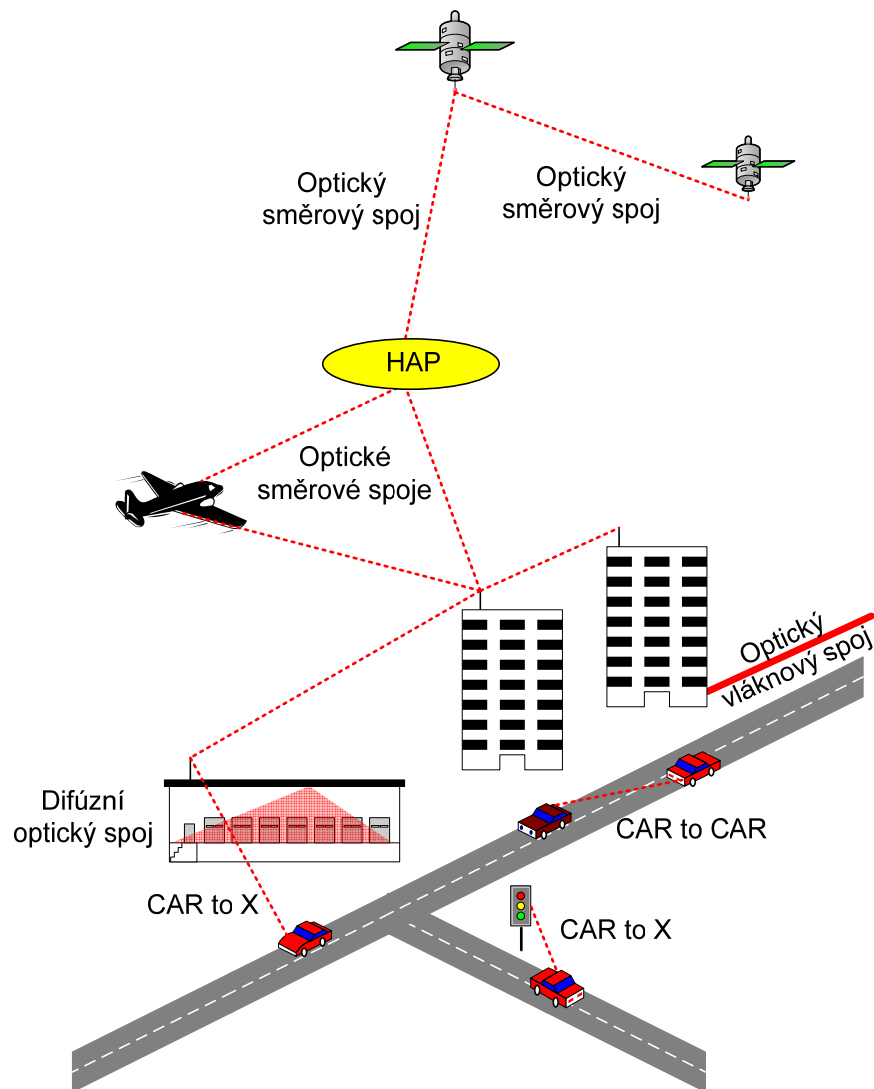


Obrázek 3.4 Model atmosférických vrstev pro OBS [18]

K poklesu hodnoty optického výkonu přispívá i rozptyl na molekulách ozonu, který se nachází ve výšce 18 km až 30 km v ozonové vrstvě [18]. Pracovní vlnovou délku spoje je nutno volit s ohledem na tento fakt. Model atmosférických vrstev je zobrazen na (Obrázek 3.4).

3.2 Komplexní model optické sítě

Do budoucna se počítá s komplexní optickou sítí, která bude obsahovat jak optické vláknové spoje, optické bezkabelové směrové spoje, tak i optické bezkabelové difúzní spoje. Model komplexní optické sítě je zobrazen na (Obrázek 3.5). Optické bezkabelové směrové spoje dnes běžně fungují mezi družicemi anebo mezi budovami, nyní se vyvíjí optické spoje pro komunikaci s letadlem nebo HAP [48]. Difúzní optické spoje jsou v popředí zájmů různých výzkumných skupin. Tyto spoje jsou vhodné pro provoz ve vnitřních prostorech budov nebo místností. Technologie CAR to CAR a CAR to X se v dnešní době již testují v radiofrekvenční oblasti, vývoj této technologie v optické oblasti je teprve na začátku, ale do budoucna se s ní počítá.



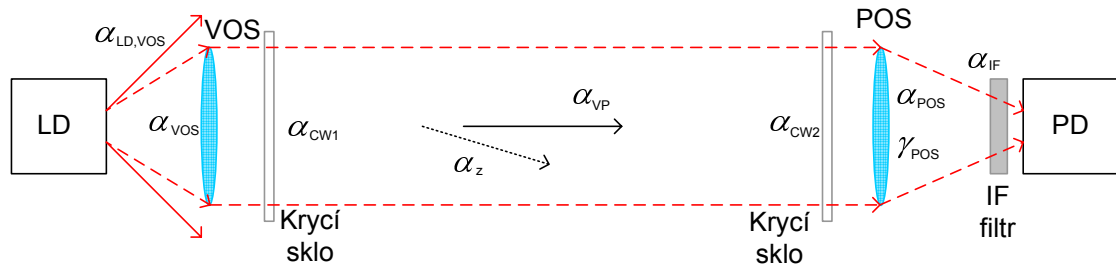
Obrázek 3.5 Model komplexní optické sítě

3.3 Stacionární a statistické parametry

Optické bezkabelové spoje můžeme posuzovat z mnoha hledisek. Velmi často právě na tyto spoje pracující ve volném prostoru hledíme jako na systémy se stacionárními a statistickými parametry. Za stacionární parametry považujeme energetickou bilanci optického bezkabelového spoje, přenosové rychlosti, dosah spoje a rovněž i chybovost spoje. Za statistické parametry považujeme informace mající souvislost s lokalitou provozu optického bezkabelového spoje, tedy procento dostupnosti spoje a pravděpodobnost přerušení spoje, ať už se jedná o přerušení krátkodobé, anebo dlouhodobé.

3.3.1 Energetická bilance optického bezkabelového spoje

Schéma optického bezkabelového spoje přenášejícího informaci optickým svazkem ve volném prostoru je znázorněno na následujícím obrázku (Obrázek 3.6) [16].



Obrázek 3.6 Model optického bezkabelového spoje

Mezi stacionární parametry patří i energetika optického bezkabelového spoje. Konstantní hodnoty útlumů v tomto optickém bezkabelovém spoji, které jsou nezávislé na stavu atmosférického přenosového prostředí a se kterými musíme v každém případě počítat, můžeme buďto vypočítat anebo je musíme získat měřením.

Hodnoty útlumů, které získáme měřením, anebo jsou zadány výrobcem, jsou následující

α_{VOS} – útlum na vysílací optické soustavě,

α_{POS} – útlum na přijímací optické soustavě,

α_{CW1} – útlum na krycím skle vysílače,

α_{CW2} – útlum na krycím skle přijímače,

α_Z – útlum způsobený nepřesným zaměřením vysílacího a přijímacího bloku na sebe,

α_{IF} – útlum na interferenčním filtru.

Parametry výkonového diagramu, které musíme vypočítat, patří útlum vazby $\alpha_{LD,VOS}$ laserová dioda – vysílací optická soustava (vysílací čočka)

$$\alpha_{LD,VOS} = \left| 10 \log \frac{P_{VOS}}{P_{LD}} \right|, \quad (3.1)$$

kde P_{VOS} je optický výkon dopadající na vysílací optickou soustavu a P_{LD} představuje optický výkon vysílaný laserovou diodou.

Útlum šířením α_{VP} vyjádříme vztahem [26]

$$\alpha_{VP} = \left| 20 \log \frac{L_0}{L_0 + L_{VP}} \right|, \quad (3.2)$$

kde L_{VP} je délka optického spoje a α_{VP} je pomocná délka, kterou určíme jako

$$L_0 \cong \frac{D_{VOS}}{\varphi_{VS}}, \quad (3.3)$$

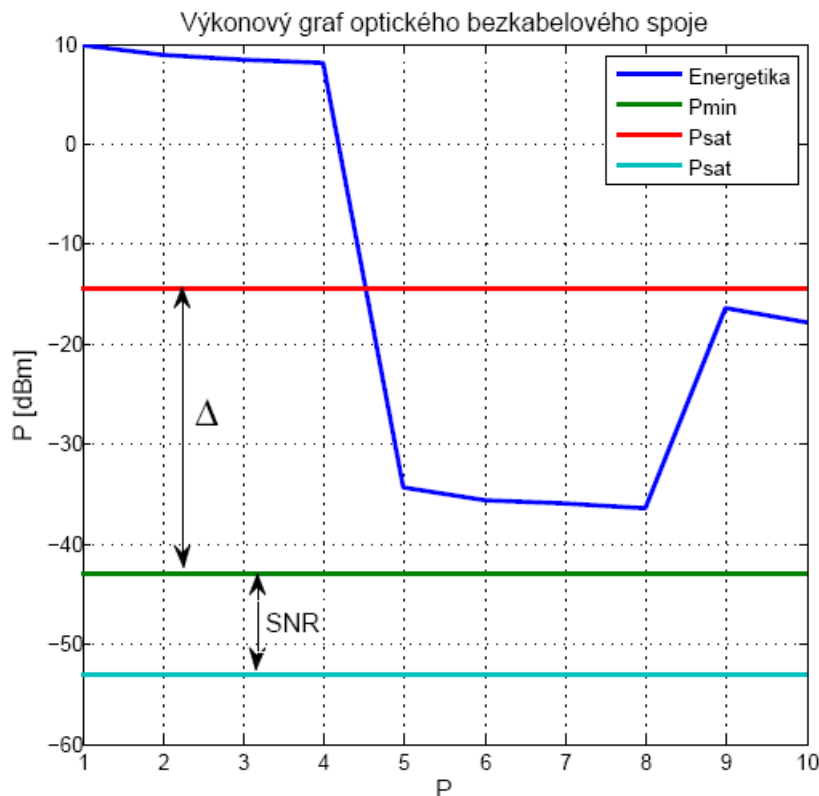
kde φ_{VS} je úhlová šířka svazku za vysílací optickou soustavou a D_{VOS} je průměr vysílací čočky.

Na přijímací optické soustavě dojde k zesílení výkonové úrovně přijímaného signálu [8]. Toto zesílení γ_{POS} lze vyjádřit vztahem

$$\gamma_{\text{POS}} = \left| 20 \log \frac{D_{\text{POS}}}{D_{\text{VOS}}} \right| + 3 \text{dB}, \quad (3.4)$$

kde D_{VOS} je průměr přijímací čočky.

Dalšími parametry výkonového diagramu jsou vysílaný optický výkon P_{LD} , který se pohybuje řádově od jednotek do desítek mW. Přijímaný optický výkon P_{DET} dopadá na aktivní plochu fotodiody, která má definovanou výkonovou úroveň saturace P_{MAX} a citlivostní úroveň výkonu P_{C} , kde $\text{SNR} = 0 \text{ dB}$. Minimální detekovatelná úroveň P_{MIN} je hodnota, při které je zaručena daná chybovost BER. Rozdíl mezi minimální detekovatelnou úrovní P_{C} a úrovní citlivosti P_{MIN} je nazvána systémová rezerva spoje ρ , která udává odstup signálu od šumu SNR pro zaručenou chybovost BER optického spoje. Rozdíl mezi úrovní citlivosti P_{MIN} a úrovní saturace P_{MAX} nazýváme dynamika spoje Δ . Pro optimálně pracující spoj požadujeme, aby byl přijatý optický výkon v mezích dynamiky spoje.



Obrázek 3.7 Výkonový bilanční graf

Na (Obrázek 3.7) je zobrazen výkonový graf optického bezkabelového spoje a význam jednotlivých symbolů z grafu je následující: P1 – vysílaný optický výkon (P_{LD}), P2 – optický výkon dopadající na vysílací čočku, P3 – optický výkon za vysílací čočkou, P4 – optický výkon za krycím sklem, P5 – optický výkon se započítanými ztrátami šířením, P6 – optický výkon se započítanými ztrátami zaměřením, P7 – optický výkon za krycím sklem přijímací optické hlavičky, P8 – optický výkon s útlumem přijímací čočky, P9 – výkon za čočkou (zesílení na přijímací soustavě), P10 – optický

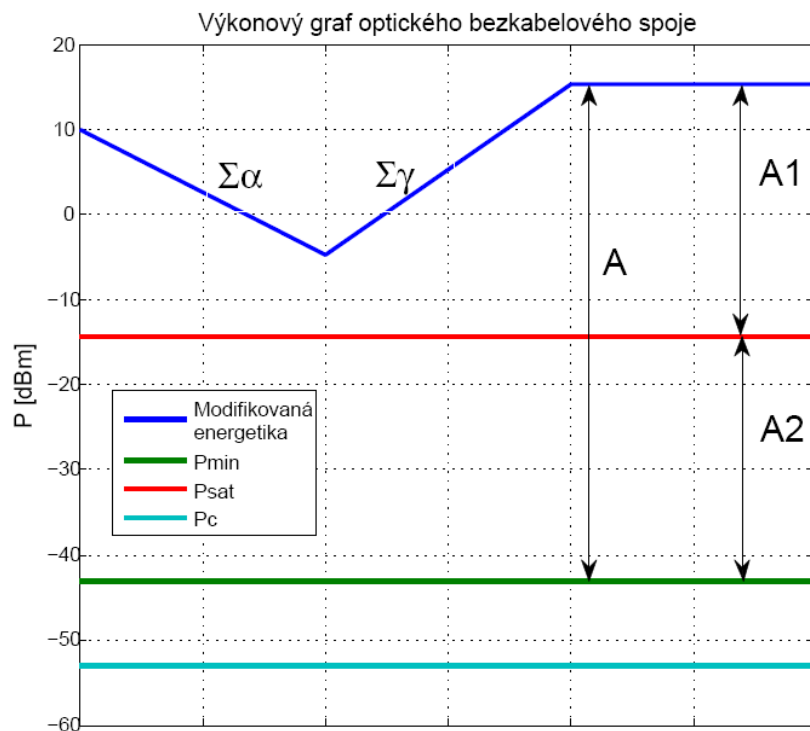
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

výkon dopadající na fotodetektor (P_{DET}), P_{MAX} – úroveň saturace (P_{MAX}), P_C – citlivost (P_C), P_{min} – minimální detekovatelný výkon, kde je zaručená stanovená chybovost spoje (P_{MIN}).

Na následujícím obrázku (Obrázek 3.8) je zobrazen modifikovaný výkonový graf optického bezkabelového spoje, kdy jsme do výpočtu bilance nezahrnuli útlum šířením a útlum v atmosférickém přenosovém prostředí. Útlumy v optickém bezkabelovém spoji nezávislé na délce trasy jsou zahrnuty v parametru $\Sigma\alpha$, zisky v optickém spoji jsou shrnuty v parametru $\Sigma\gamma$. Výsledná výkonová úroveň tedy v sobě nezahrnuje informaci o délce trasy a je obecná pro každý spoj s danými optickými prvky.

V následujícím obrázku se vyskytují popisky A, A1 a A2. Význam jednotlivých parametrů je následující. A2 značí dynamiku spoje, jinak také označované Δ , A1 je minimální komunikační rezerva. Minimální komunikační rezerva A1 závisí na délce optické trasy a aktuálních meteorologických podmínkách. Aby v rovině optického přijímače byla detekována právě hodnota optického výkonu rovného saturační úrovni fotodetektoru, pak rozdíl mezi výslednou výkonovou úrovní modifikovaného výkonového grafu optického bezkabelového spoje a saturační úrovní daného fotodetektoru musí být právě A1. Díky tomuto parametru určíme minimální délku optického bezkabelového spoje za nejpříznivějších meteorologických podmínek pro danou oblast. Komunikační rezerva A představuje rozdíl mezi výslednou výkonovou úrovní modifikovaného výkonového grafu optického bezkabelového spoje a výkonové úrovně citlivosti daného fotodetektoru. Komunikační rezerva A nám pomůže určit maximální dosah optického bezkabelového spoje při stanovených meteorologických podmínkách při zachování chybovosti spoje.

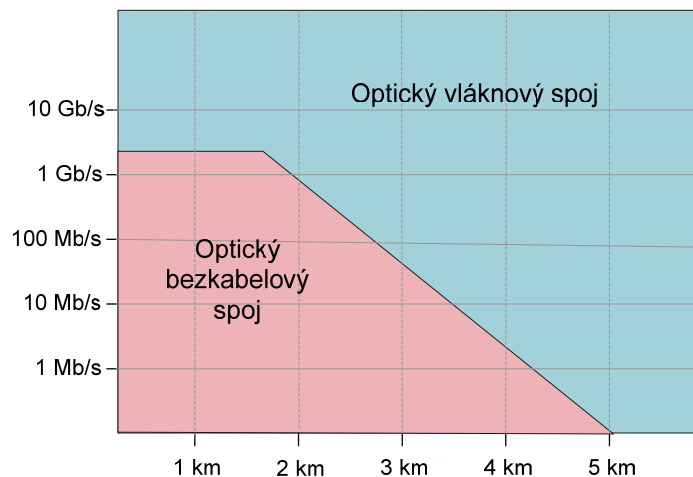
Jak vyplývá z (Obrázek 3.8), součet dynamiky spoje a minimální komunikační rezervy se rovná komunikační rezervě optického bezkabelového spoje.



Obrázek 3.8 Výkonový bilanční graf bez zahrnutí útlumu šířením a útlumu v atmosféře

3.3.2 Přenosové rychlosti

Přenosová rychlost je zásadním parametrem každého komunikačního systému. Optické spoje, ať už optovláknové nebo bezkabelové, jsou využívány právě pro rychlé přenosové systémy. Optovláknové spoje nejsou předmětem zájmu této práce. O optických bezkabelových spojích obecně platí, že se zvyšující se vzdáleností mezi vysílačem a přijímačem klesá maximální možná přenosová rychlost. V současné době lze dosáhnout přenosových rychlostí řádově jednotek Gbps pro kratší spoje.



Obrázek 3.9 Diagram znázorňující vztah mezi přenosovou rychlostí a dosahem spoje pro optické bezkabelové a optické vláknové spoje [29]

3.3.3 Dosah

Optické bezkabelové spoje pracující v horizontálním směru a ve vertikálním směru se potýkají s odlišnými vlastnostmi atmosférického přenosového prostředí. Od toho se pak odvíjí i maximální dosah těchto spojů.

Horizontální optické bezkabelové spoje se nejčastěji instalují na vzdálenosti od stovek metrů po jednotky kilometrů. Tyto spoje fungují s přijatelnou chybovostí do cca 10 km, optické bezkabelové spoje se vzdáleností mezi přijímačem a vysílačem delší než 10 km jsou stále ve vývoji a v praxi nejsou zatím běžně využívány.

Vertikální spoje v dnešní době pracují se vzdálenostmi mezi vysílačem a přijímačem řádově desítek kilometrů. Tyto dosahy dovoluje precizní přijímací systém, kdy velikost přijímací optické soustavy nemusí být redukována na minimum vzhledem k její hmotnosti.

3.3.4 Chybovost spoje

Chybovost obecně definujeme jako poměr chybně přenesených bitů ku celkovému počtu přenesených bitů.

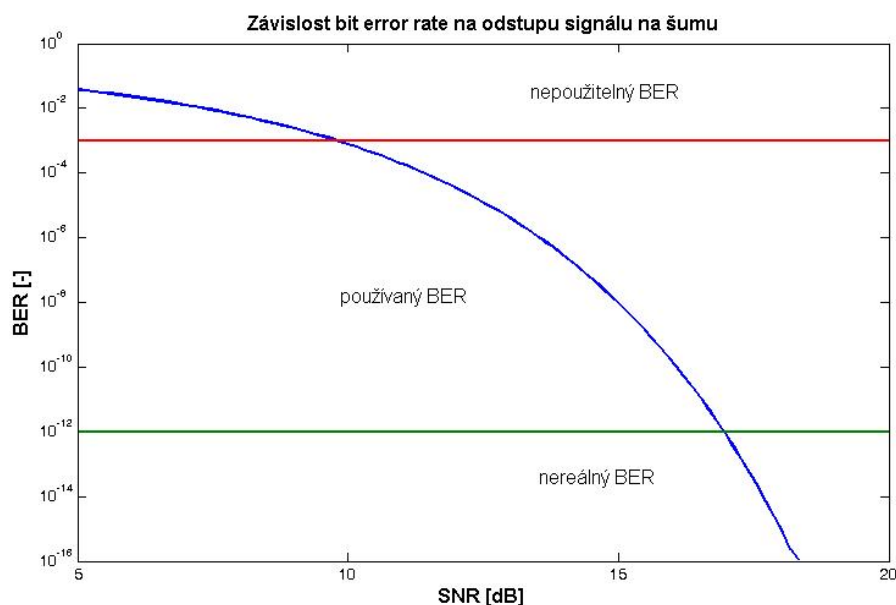
$$BER = \frac{n_{\text{chybné}}}{n} \quad (3.5)$$

S rostoucí chybovostí spoje klesá jeho spolehlivost. Existuje souvislost mezi chybovostí (BER) a odstupem signálu od šumu (SNR). Závislost BER na SNR získáme pomocí chybové funkce *erf* (error function) [30]

$$BER = \frac{1}{2} \left[1 - erf \left(\frac{\sqrt{SNR}}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (3.6)$$

$$erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx. \quad (3.7)$$

Graf závislosti chybovosti na odstupu signálu od šumu je znázorněn na následujícím obrázku (Obrázek 3.10).



Obrázek 3.10 Graf závislosti BER na SNR

Vybrané hodnoty chybovosti jsou uvedené v (Tabulka 3.1), kde pro dané chybovosti jsou uvedené hodnoty odstupu signálu od šumu. Chybovost BER = 10⁻¹² představuje v praxi nedosažitelnou hodnotu chybovosti, každý reálný optický bezkabelový spoj bude mít vyšší hodnotu. Chybovost BER = 10⁻³ představuje hodnotu, která je pro praxi nepoužitelná. Optický bezkabelový spoj s tak vysokou hodnotou BER je naprosto nevhodný. V praxi se nejčastěji pro výpočty energetické bilance optického bezkabelového spoje používají hodnoty BER = 10⁻⁶ nebo BER = 10⁻⁹, kterým odpovídá odstup signálu od šumu 13,5 dB, resp. 15,6 dB.

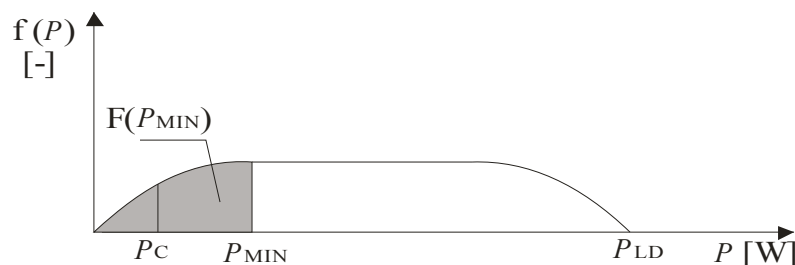
Tabulka 3.1 Vztah mezi SNR a BER

SNR [dB]	10,0	13,5	15,6	16,9
BER [-]	10 ⁻³	10 ⁻⁶	10 ⁻⁹	10 ⁻¹²

3.3.5 Statistický model

Statistický model řeší spolehlivost optického bezkabelového spoje a pravděpodobnost úplného přerušení přenosu informace způsobeného přerušením optického svazku [8]. Tento model nám dává informaci o dostupnosti optického bezkabelového spoje [31]. Graf hustoty pravděpodobnosti přijetí výkonu nám udává pravděpodobnost dlouhodobého přerušení přenosu informace, které je způsobeno vlivy atmosférického přenosového prostředí – např. hustá mlha, sněžení, intenzivní déšť, nebo vysoká koncentrace prachových částic v atmosféře.

Pro lepší názornost poslouží následující graf (Obrázek 3.11) hustoty pravděpodobnosti příjmu optického výkonu laserového svazku. Z grafu je patrné, že pravděpodobnost příjmu optického výkonu $P_{\text{DET}} = 0 \text{ W}$ pro danou optickou bezkabelovou linku se blíží limitně k nule, stejně tak pravděpodobnost příjmu signálu o výkonové úrovni P_{LD} se blíží limitně k nule, což platí v každém reálném optickém bezkabelovém spoji.



Obrázek 3.11 Graf hustoty pravděpodobnosti detekce určité hodnoty optického výkonu, kdy nedostupnost je zaviněna příliš nízkou úrovní přijatého signálu

Z matematického hlediska platí vztah

$$\int_0^{P_{LD}} f(P) dP = 1, \quad (3.8)$$

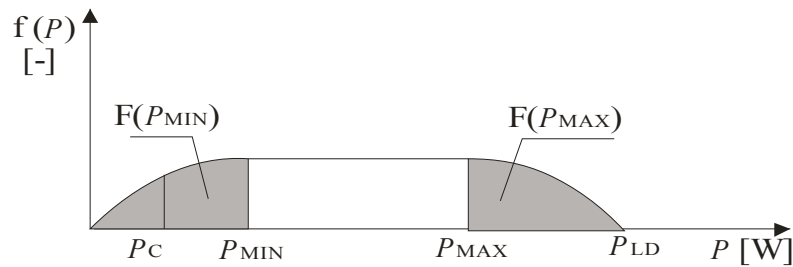
což znamená, že součet pravděpodobností všech možných přijatých výkonů je roven jedné, tedy nemůžeme přijmout jiný optický výkon než hodnotu výkonu v rozmezí $(0, P_{LD}) \text{ W}$.

V tomto případě je pravděpodobnost nedostupnosti spoje dána integrální rovnicí

$$F(P_{MIN}) = \int_0^{P_{MIN}} f(P) dP, \quad (3.9)$$

kde $F(P_{MIN})$ je právě pravděpodobností nedostupnosti daného optického bezkabelového spoje.

Následující graf (Obrázek 3.12) představuje statistický model optického bezkabelového spoje, u kterého může nastat jeho nedostupnost i z důvodu saturace přijímací fotodiody.



Obrázek 3.12 Graf hustoty pravděpodobnosti detekce určité hodnoty optického výkonu, kdy nedostupnost je zaviněna příliš nízkou úrovní přijatého signálu, anebo výkonovou úrovní vyšší než je saturační úroveň výkonu

Pravděpodobnost nedostupnosti tohoto typu optického bezkabelového spoje je pak dána následujícím vztahem

$$F(P_{\text{MIN}}, P_{\text{MAX}}) = \int_0^{P_{\text{MIN}}} f(P) dP + \int_{P_{\text{MAX}}}^{P_{\text{LD}}} f(P) dP. \quad (3.10)$$

Tento vztah je složený ze dvou dílčích integrálů, kdy první představuje nedostupnost způsobenou příliš nízkou úrovní přijatého optického výkonu, druhý příspěvek dává informaci o pravděpodobnosti nedostupnosti optického spoje z důvodu saturace.

Za krátkodobé přerušení svazku považujeme takové přerušení optického svazku, které nepřesáhne časově jednotky sekund. Toto přerušení svazku lze jen stěží předvídat, jelikož se jedná o jevy typu přelet ptáka přes trasu optického svazku.

3.3.6 Časová nedostupnost

V praxi určujeme parametr, který nazýváme procento časové nedostupnosti optického bezkabelového spoje. Tento parametr vychází z praktického měření, které závisí na konkrétní lokalitě, ročním období a aktuálním počasí. Časová nedostupnost [34] je dána vztahem

$$t_{\text{dost}} = \frac{\sum \Delta t_i}{T} \cdot 100, \quad (3.11)$$

kde $\sum \Delta t_i$ je součet všech dob, kdy nebyla dodržena daná BER a T je celková doba, kdy byla časová dostupnost zkoumána. Časová dostupnost je udávána v procentech.

3.4 Závěr

Ve třetí kapitole disertační práce jsme se seznámili s horizontálními a vertikálními optickými bezkabelovými spoji, jejich základními parametry a atmosférickými jevy, které mají vliv na jejich činnost v atmosférickém přenosovém prostředí. Představila jsem zde model atmosférických vrstev, který jsem vytvořila a jako spoluautorka jsem se podílela na publikaci [18], ve které je tento model uveden. Dále jsem poukázala na trendy v optických komunikacích. Do budoucna se počítá s vývojem technologie CAR to CAR a CAR to X v optické oblasti spektra, stejně tak se v současnosti pracuje na optických difúzních sítích a platformách ve vysoké výšce (HAP).

V této části práce jsou rovněž přestaveny relevantní stacionární a statistické parametry optického bezkabelového spoje. Mým přínosem je přestavení modifikované energetické bilance optického bezkabelového spoje. Klasická energetická bilance v sobě obsahuje informaci o útlumech způsobených optickými prvky, atmosférickým přenosovým prostředím, útlumem šířením a zesílením na přijímací optické soustavě. Modifikovaná energetická bilance v sobě zahrnuje pouze informaci o „konstantních“ útlumech (útlum na optických elementech a vazbách) a informaci o zesílení na přijímací optické soustavě. Informace o délce trasy a stavu atmosférického přenosového prostředí není v této modifikované energetické bilanci uvedena. Místo toho získáme informaci o minimální a maximální komunikační rezervě. Díky znalostem komunikačních rezerv můžeme stanovit maximální a minimální délku optického bezkabelového spoje s přihlédnutím k lokalitě provozu optické bezkabelové linky, pokud známe meteorologické vlivy v dané oblasti.

4 Jevy v atmosféře

Atmosférické přenosové prostředí je médium, ve kterém se šíří optické svazky a jsou samozřejmě ovlivňovány tímto prostředím. Je tedy nutno si blíže představit relevantní vlastnosti atmosférického přenosového prostředí.

Za elementární lineární jevy probíhající v atmosférickém přenosovém prostředí považujeme refrakci paprsků, atmosférický útlum a atmosférické turbulence [3]. Zmíněné jevy výrazně ovlivňují optický svazek, který se šíří v tomto prostředí.

V této kapitole se budeme podrobněji zabývat jak refrakcí, tak i atmosférickým útlumem. Atmosférickým turbulencím se budeme věnovat v jiné kapitole. Kromě zmíněných jevů pozorujeme rovněž občas krátkodobé nebo dlouhodobé přerušení signálu. Krátkodobý výpadek bývá způsoben předmětem procházejícím v trase optického svazku, nejčastěji přelétajícím ptákem. Dlouhodobý výpadek je zaviněn vysokým útlumem atmosférického přenosového prostředí.

4.1 Útlum

Optické svazky šířící se atmosférou jsou ovlivněny absorpcí a rozptylem na molekulách vzduchu, na pevných a kapalných částicích rozptýlených ve vzduchu. Propustnost atmosféry pro optické záření je dána Beerovým Lambertovým zákonem [2]:

$$\tau(\lambda, L) = \frac{P(\lambda, L)}{P(\lambda, 0)} = e^{[-\gamma(\lambda)L]}, \quad (4.1)$$

kde $\tau(\lambda)$ je propustnost atmosféry pro vlnovou délku λ , $P(\lambda, L)$ představuje výkonovou úroveň optického signálu ve vzdálenosti L od vysílače, $P(\lambda, 0)$ je vyzářený optický výkon a $\gamma(\lambda)$ je extinkční koeficient.

Extinkční koeficient je součet absorpčních a rozptylových členů. Obecně je tento součet dán následujícím výrazem [5]:

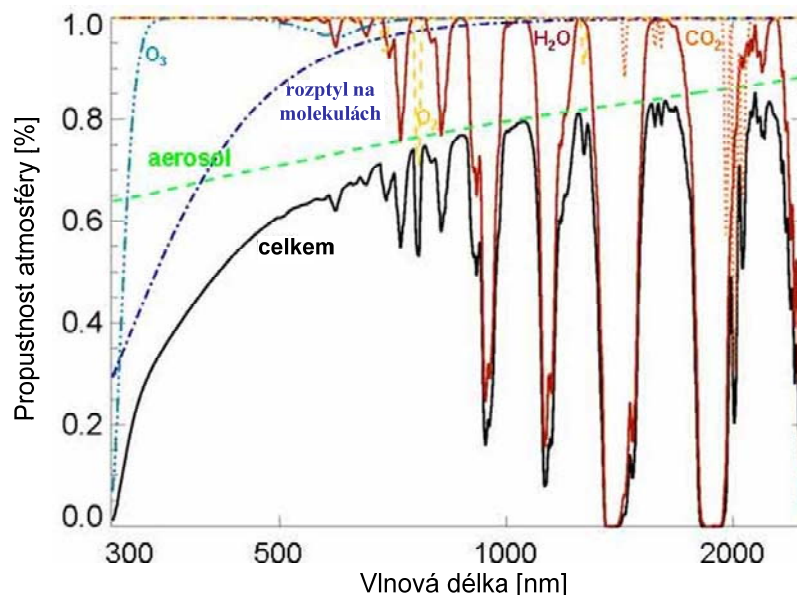
$$\gamma(\lambda) = \alpha_m(\lambda) + \alpha_a(\lambda) + \beta_m(\lambda) + \beta_a(\lambda), \quad (4.2)$$

kde $\alpha_{m,a}$ jsou koeficienty absorpce na molekulách a aerosolech a $\beta_{m,a}$ jsou koeficienty rozptylu na molekulách a aerosolech.

Molekuly H_2O , CO_2 , N_2 , O_2 a O_3 jsou základními složkami zemské atmosféry. Právě na těchto molekulách dochází k výrazné absorpci. Existují však atmosférická okna, ve kterých je absorpce α_m na zmíněných molekulách zanedbatelná. Jedná se například o atmosférická okna v okolí vlnových délek 850 nm a 1550 nm.

Stejně tak můžeme zanedbat koeficient β_m (rozptyl na molekulách), protože velikost molekul je bezvýznamná v porovnání s vlnovou délkou infračerveného nebo viditelného záření. Rozptyl na molekulách nazýváme Rayleighův rozptyl [49].

Koeficient absorpce na molekulách α_a je malý, tudíž jej lze také zanedbat. Dominantním jevem při šíření optického záření je rozptyl na aerosolech β_a , který je popsán Mieovým rozptylem [50]. Aerosolové částice mají srovnatelnou velikost s vlnovou délkou infračerveného a viditelného záření.



Obrázek 4.1 Propustnost atmosféry v závislosti na vlnové délce s dominantními jevy absorpce na molekulách a rozptyl na aerosolech [24]

Jak již bylo zmíněno, rozlišujeme Rayleighův rozptyl a Mieův rozptyl. Kromě toho je znám ještě neselektivní neboli geometrický rozptyl [8]. Typ rozptylu určíme díky znalosti velikosti jednotlivých částic v atmosféře. K určení druhu rozptylu slouží parametr dimenze α určený vztahem

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}, \quad (4.3)$$

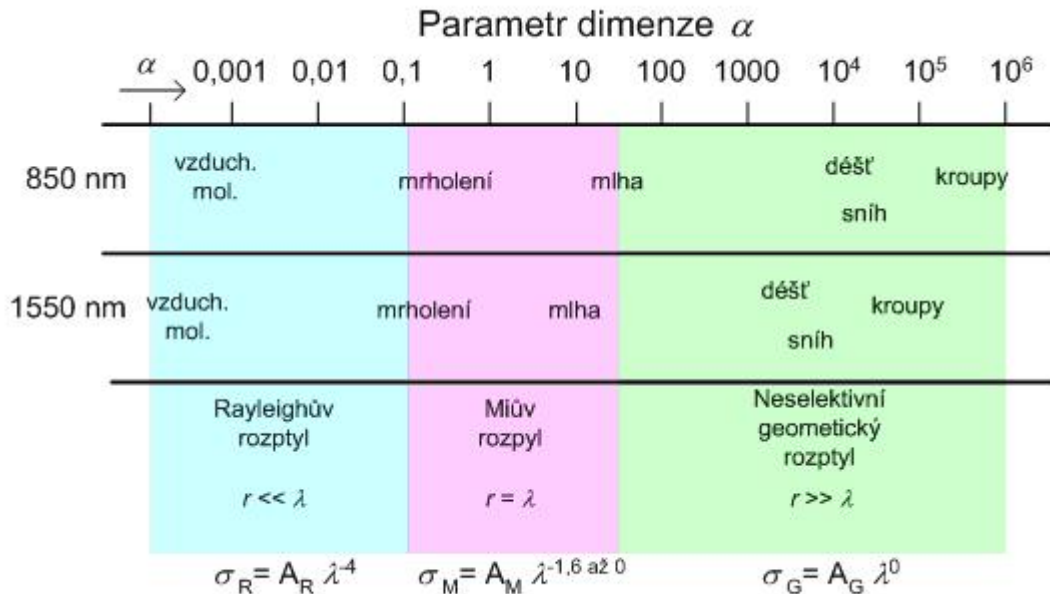
kde r je poloměr částice a λ je vlnová délka optického záření.

Následující tabulka (Tabulka 4.1) ukazuje parametry dimenze molekul a hydrometeorů. Původně publikované hodnoty [6] však číselně neodpovídaly vztahu (4.3), proto jsem hodnoty parametrů dimenze opravila.

Tabulka 4.1 Vztah parametru dimenze k jednotlivým složkám atmosféry

typ částic	poloměr (μm)	Parametr dimenze α	
		850 nm	1550 nm
molekula vzduchu	0,0001	0,0007	0,0004
slabé mrholení	0,01-1	0,07 - 7	0,04 - 4
hustá mlha	1 až 20	7 až 150	4 až 80
děšť	100 až 10000	700 až 70000	400 až 40000
sníh	1000 až 5000	7000 až 37000	4000 až 20000
krupobití	5000 až 50000	37000 až 370000	20000 až 200000

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



Obrázek 4.2 Grafické znázornění vztahu parametru dimenze α a jednotlivých rozptylů, kde σ je rozptylový koeficient, A_R , A_M a A_G jsou konstanty [6]

Koeficient extinkce je tedy rozptylem na aerosolech a je aproximován následujícím vztahem [4]:

$$\gamma(\lambda) \approx \beta_a(\lambda) = \frac{3,912}{V} \left(\frac{\lambda_{nm}}{550} \right)^{-q}, \quad (4.4)$$

kde V [km] je meteorologická viditelnost, λ_{nm} je vlnová délka zdroje záření uvedená v nanometrech.

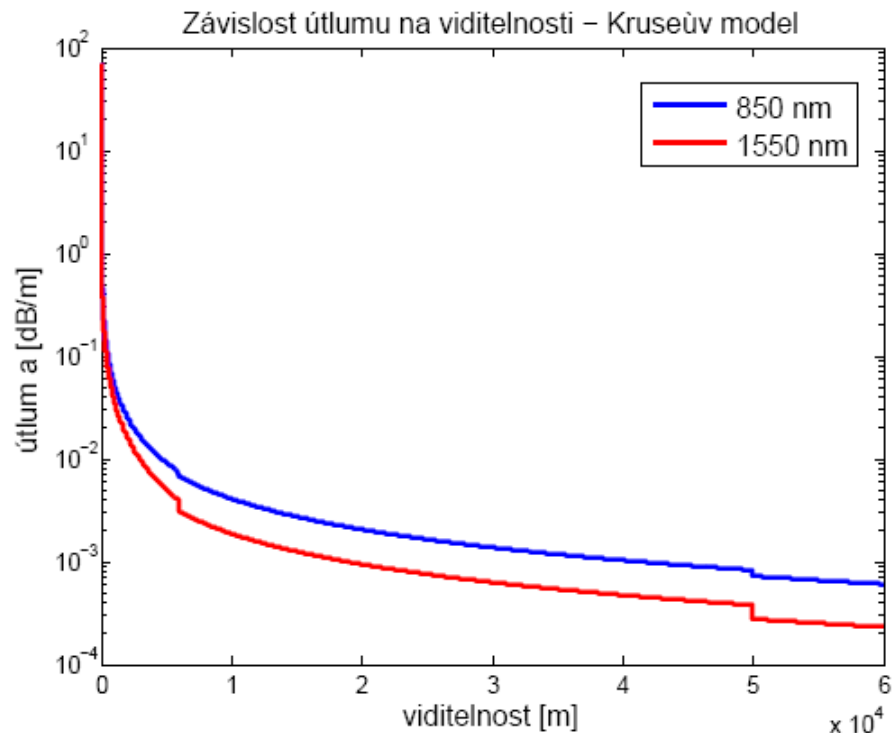
Vztah mezi koeficientem extinkce $\gamma(\lambda)$ a koeficientem útlumu α , který udáváme v technické praxi je následující [7]

$$\gamma(\lambda) = 0,23 \cdot \alpha. \quad (4.5)$$

Koeficient q vychází z rozložení velikostí částic v atmosféře. Kruseův model [4] udává následující hodnoty koeficientu q

$$q = \begin{cases} 1,6 & \text{pro } V > 50 \text{ km} \\ 1,3 & \text{pro } 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0,585 \cdot V^{1/3} & \text{pro } V < 6 \text{ km} \end{cases} \quad (4.6)$$

Tento model se používá hlavně pro výpočet energetické bilance optických bezkabelových spojů. V případě stejné viditelnosti optický svazek s vyšší vlnovou délkou bude méně utlumen. Následující obrázek ukazuje měrný útlum atmosférického přenosového prostředí v závislosti na meteorologické viditelnosti. Z obrázku je patrné, že vlnová délka 850 nm je tlumena více než vlnová délka 1550 nm.

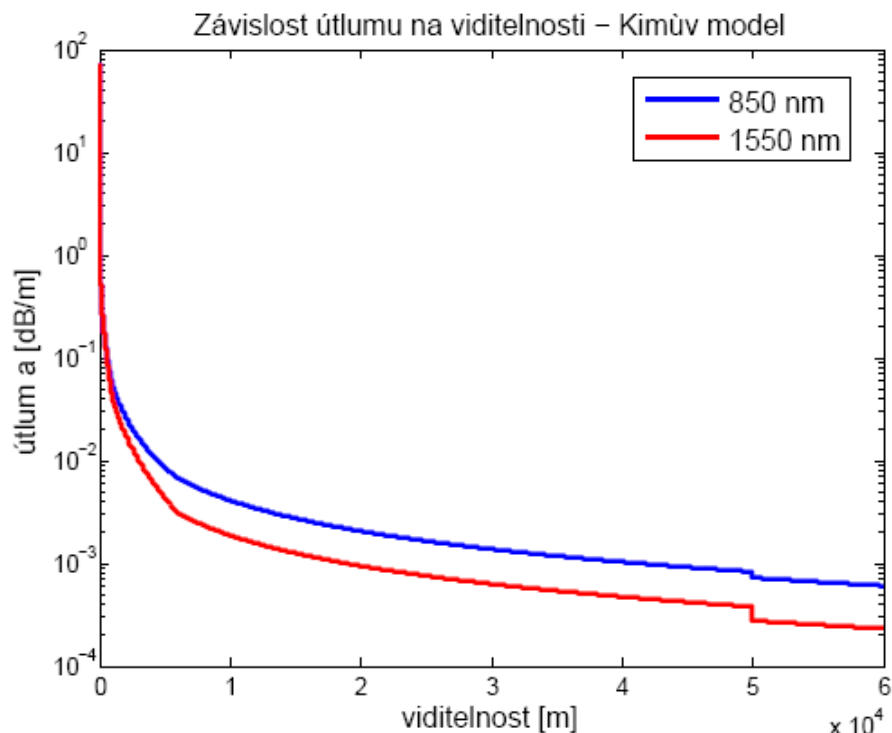


Obrázek 4.3 Závislost útlumu na meteorologické viditelnosti – Krusev model pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Novější Kimův model [6], který vychází z Krusova modelu – je jeho modifikací, uvádí hodnoty koeficientu q následovně:

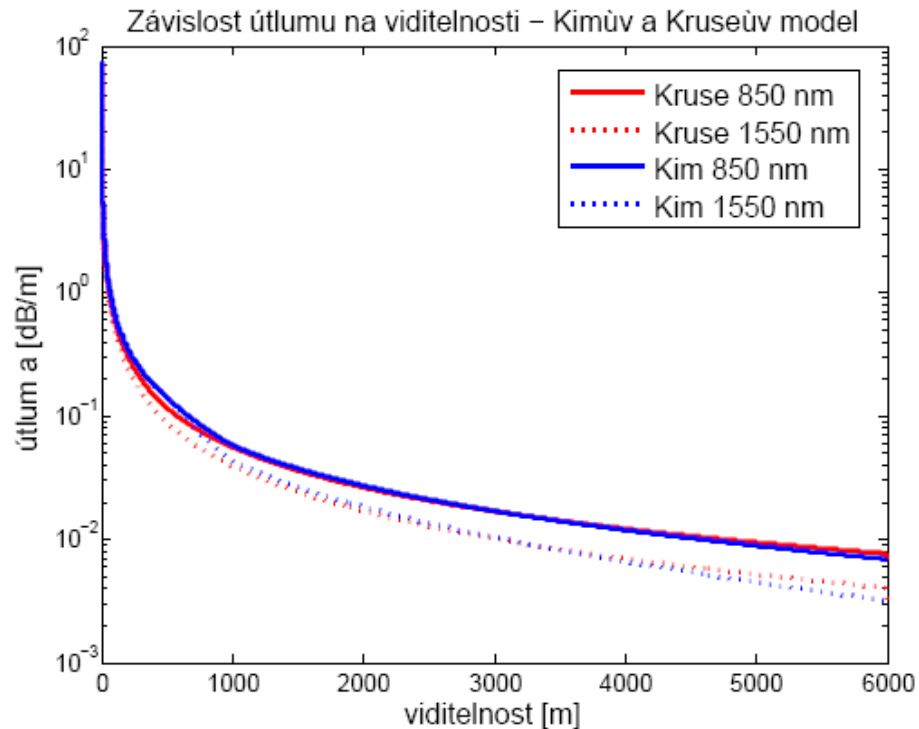
$$q = \begin{cases} 1,6 & \text{pro } V > 50 \text{ km} \\ 1,3 & \text{pro } 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0,16V + 0,34 & \text{pro } 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km} \\ V - 0,5 & \text{pro } 0,5 \text{ km} < V < 1 \text{ km} \\ 0 & \text{pro } V < 0,5 \text{ km} \end{cases} \quad (4.7)$$

Z Kimova vztahu vyplývá, že v případě velmi husté mlhy (viditelnost nižší než 500 m) atmosférický útlum nezávisí na vlnové délce záření. Pro viditelnost vyšší než 500 m z matematických výrazů vyplývá, že s rostoucí vlnovou délkou klesá útlum. Závislost měrného atmosférického útlumu na meteorologické viditelnosti je znázorněna na následujícím obrázku, kde je opět vlnová délka 850 nm více utlumena než vlnová délka 1550 nm.



Obrázek 4.4 Závislost útlumu na meteorologické viditelnosti – Kimův model pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Pokud porovnáme Kimův a Kruseův model, pak zjistíme, že pro meteorologické viditelnosti vyšší než 6 km, jsou průběhy závislosti atmosférického útlumu na meteorologické viditelnosti totožné. Rozdíly v obou modelech nastávají pro viditelnosti menší než 6 km. Na následujícím obrázku (Obrázek 4.5) jsou ukázány průběhy útlumů podle Kimova a Kruseho modelu pro viditelnosti nižší než 6 km. Z výsledků je patrné, že rozdíly nejsou příliš výrazné. Je třeba ještě podotknout, že na rozdíl od Kimova modelu, Kruseův model udává, že útlum je závislý na vlnové délce optického záření i pro viditelnosti nižší než 500 m.



Obrázek 4.5 Závislost útlumu na meteorologické viditelnosti – Kimův a Kruseův model pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm pro meteorologickou viditelnost 0 – 6000 m

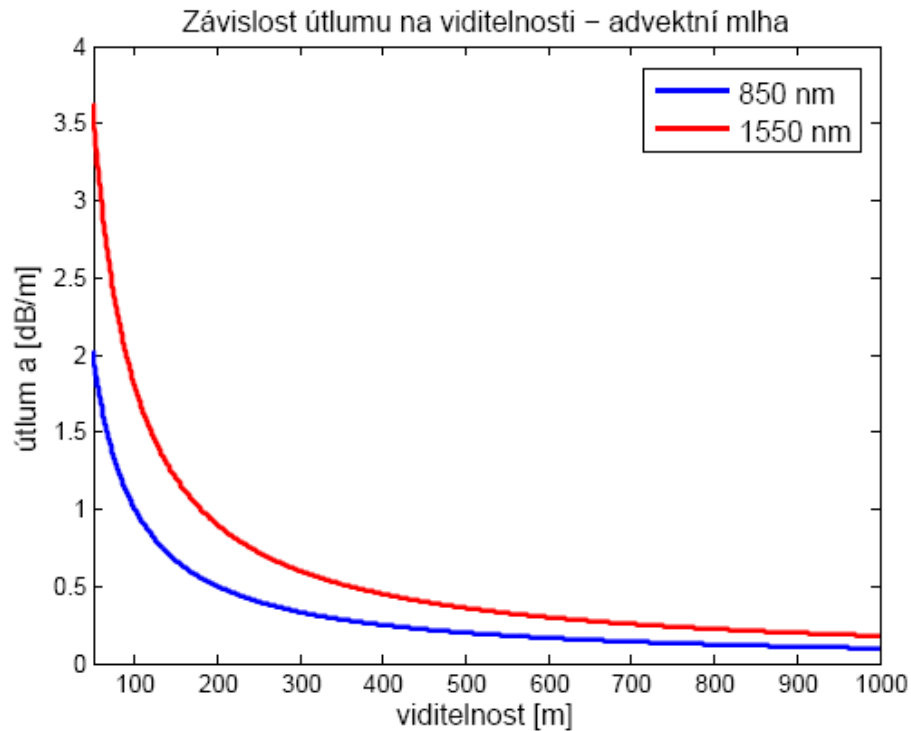
Existuje zjednodušený model určování útlumu atmosférického přenosového prostředí navržený Al Naboulsiem [2], kdy se uvažují pouze vlnové délky v rozmezí 690 až 1550 nm a viditelnosti od 50 do 1000 m pro dva typy mlhy (advektivní a konvekční).

Advektivní mlha se vytváří, když teplý a vlhký vzduch protéká nad studeným povrchem. Vzduch se při kontaktu s povrchem ochladí pod rosný bod, což způsobí kondenzaci vodních par. Tento druh mlhy se častěji vyskytuje na jaře, kdy dochází k přesunu teplých a vlhkých vzduchových mas nad sněhem pokryté oblasti.

Útlum advektivní mlhou je vyjádřen následujícím vztahem [2]:

$$\sigma_{\text{advektivní}} = \frac{0,11478\lambda + 3,8367}{V}, \quad (4.8)$$

kde λ je vlnová délka (v nanometrech), V je viditelnost (v metrech).

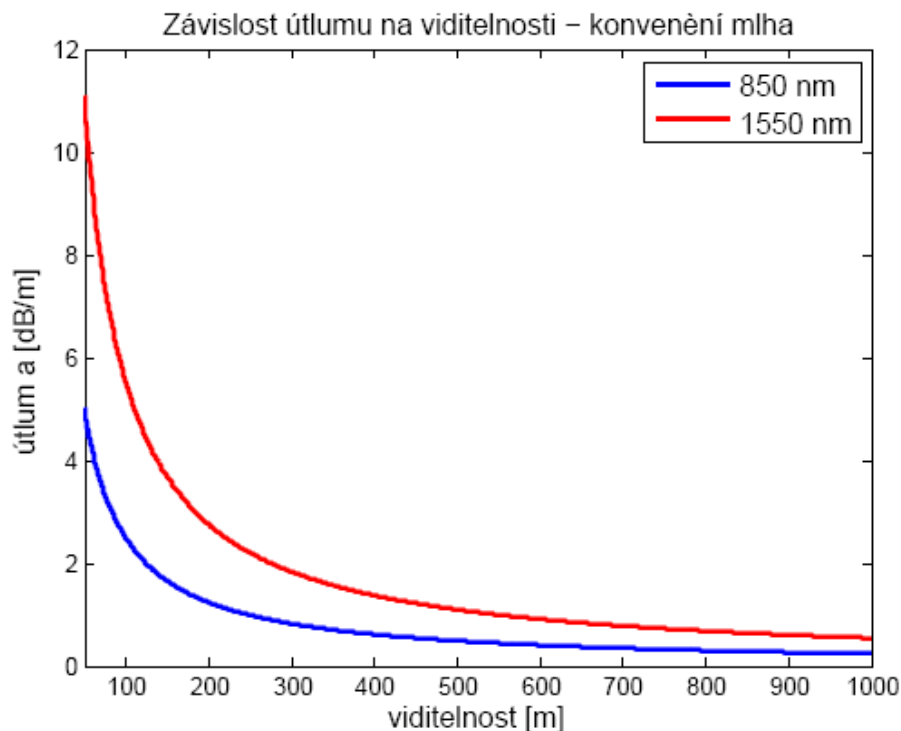


Obrázek 4.6 Závislost útlumu na meteorologické viditelnosti – advekční mlha pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Konvenční mlha vzniká ochlazováním vzduchové masy během noci, kdy jsou příznivé meteorologické podmínky (velmi nízká rychlost větru, vysoká vlhkost vzduchu, čistá obloha). Tato mlha se vytváří v době, kdy se ze zemského povrchu uvolňuje teplo, které se během dne nakumulovalo. Vzduch, který je v kontaktu s povrchem, je ochlazen pod rosný bod a dojde ke kondenzaci vodních par. Tento druh mlhy se vyskytuje nejčastěji v údolích.

Útlum konvenční mlhou je vyjádřen následujícím výrazem [2]:

$$\sigma_{konveni} = \frac{0,1812\lambda^2 + 0,13709\lambda + 3,8367}{V}. \quad (4.9)$$



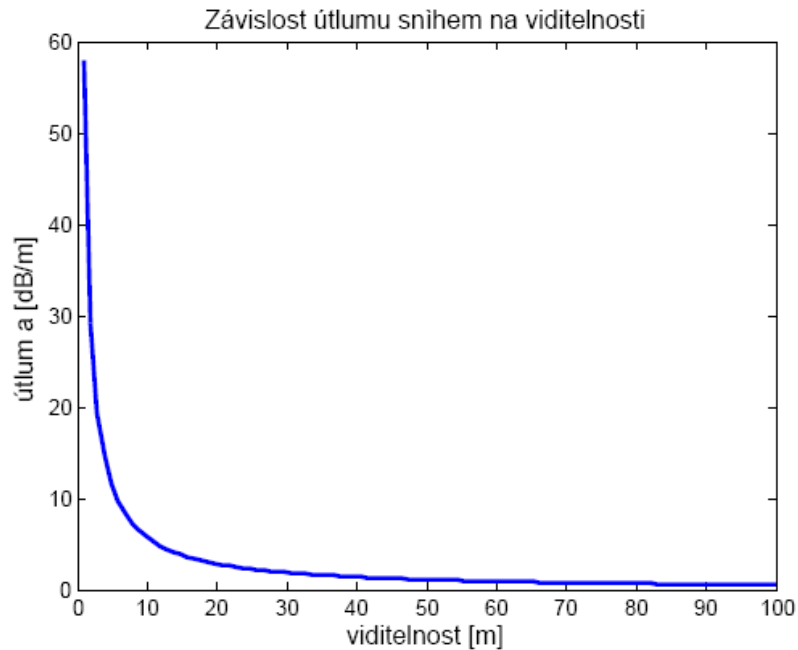
Obrázek 4.7 Závislost útlumu na meteorologické viditelnosti – konvenční mlha pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Vztahy, které jsou odvozeny Al Naboulsiem dávají opačné výsledky, než udávají Kim s Kruseem. Podle Al Naboulsieho je vlnová délka 850 nm tlumena méně než vlnová délka 1550 nm.

Útlumem optického signálu způsobeného sněžením se ve své práci zabýval H. W. O'Brien [32], který na základě měření stanovil vztah mezi meteorologickou viditelností V a útlumem optického signálu α_{snih} jako

$$\alpha_{snih} = \frac{58}{V}. \quad (4.10)$$

Tento vztah je nezávislý na vlnové délce nebo na typu sněžení. Na (Obrázek 4.8) je graficky znázorněna závislost útlumu sněhem na meteorologické viditelnosti. Z grafu je patrné, že největší útlumy nastávají při meteorologické viditelnosti do cca 30 m.

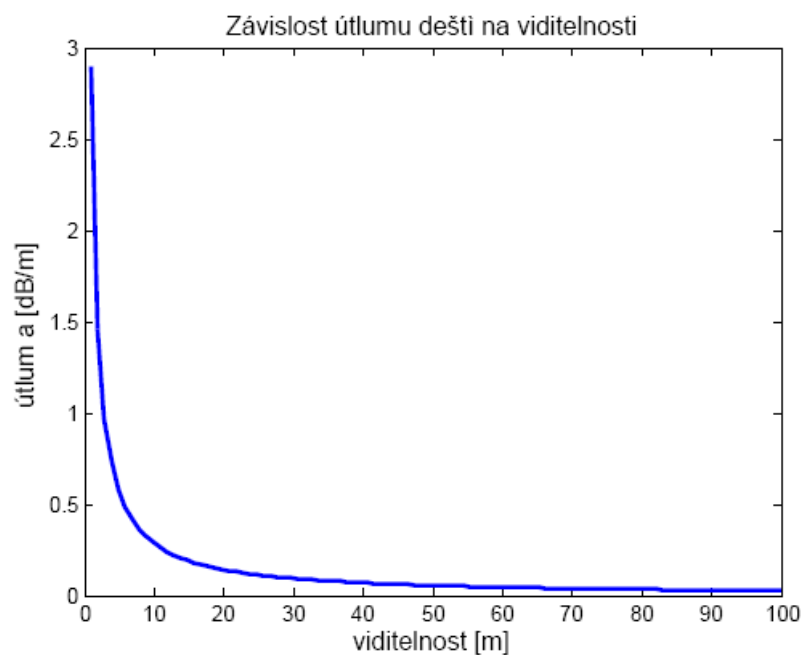


Obrázek 4.8 Vztah mezi meteorologickou viditelností a útlumem optického signálu při průchodu atmosférou se sněžením

Existuje rovněž empirický vztah mezi útlumem optického signálu deštěm $\alpha_{\text{dešt}}$ a meteorologickou viditelností V , který definovali R. Nebuloni a C. Capsoni [33] a má následující tvar

$$\alpha_{\text{dešt}} = \frac{2,9}{V} \quad (4.11)$$

Graficky je tento vztah zobrazen na (Obrázek 4.9).



Obrázek 4.9 Vztah mezi meteorologickou viditelností a útlumem optického signálu při průchodu atmosférou s deštěm

Při určování útlumu atmosféry způsobené deštěm na základě meteorologické viditelnosti můžeme zhodnotit, že pro viditelnosti vyšší než přibližně 50 m je tento útlum zanedbatelný.

Již zmíněným přírodním faktorem, který dokáže výrazně utlumit optický signál, je sníh. Tento útlum je funkcí rychlosti sněžení a je dán rovnicí [2]

$$Att_{\text{snih}} [\text{dB} / \text{km}] = aS^b, \quad (4.12)$$

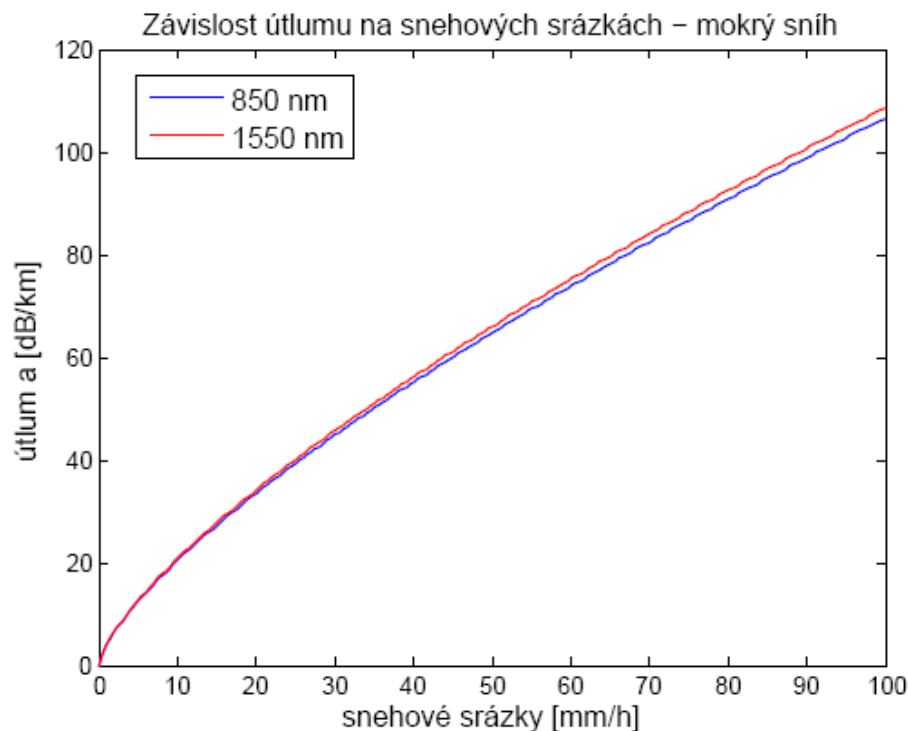
kde Att_{snih} je útlum způsobený sněžením (v dB/km), S je rychlost sněžení (v mm/h), a , b jsou koeficienty dané funkcí vlnové délky, pro mokrý sníh platí

$$a_{\text{mokrý sníh}} = 0,0001023\lambda_{nm} + 3,7855466 \quad b_{\text{mokrý sníh}} = 0,72, \quad (4.13)$$

pro suchý sníh platí

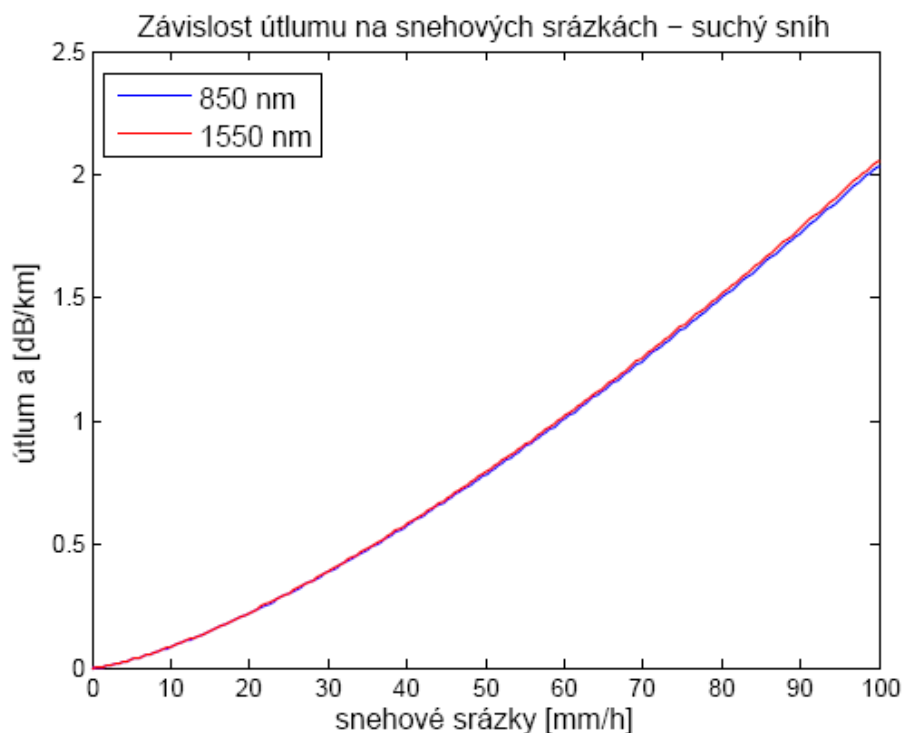
$$a_{\text{suchý sníh}} = 0,0000542\lambda_{nm} + 3,4958776 \quad b_{\text{suchý sníh}} = 1,38, \quad (4.14)$$

kde λ_{nm} je uvedena v nanometrech.



Obrázek 4.10. Závislost útlumu na sněhových srážkách – mokrý sníh pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Z výsledků vyplývá, že při sněžení, ať už se jedná o suchý nebo mokrý sníh, je vlnová délka 850 nm tlumená méně než 1550 nm, což je ovšem zase v rozporu s výsledky Kima a Kruseho.



Obrázek 4.11 Závislost útlumu na snehových srážkách – suchý sníh pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

Vliv na optický svazek má nejen sněžení a mlha, ale i déšť, jak již bylo zmíněno. Útlum deštěm je dán vztahem, který odvodil Carbonneau [8]:

$$Att_{dešť} = 1,076 \cdot R^{0,67}, \quad (4.15)$$

kde $Att_{dešť}$ je útlum způsobený deštěm (v dB/km), R je srážková činnost (v mm/h).



Obrázek 4.12 Závislost útlumu na dešťových srážkách – charakteristika nezávislá na vlnové délce

Vztah zabývající se vlivem deště na útlum optického svazku šířícího se ve volném atmosférickém prostoru dává výsledek zobrazený v předchozím obrázku (Obrázek 4.12). Podle Carbonneauova vztahu je útlum způsobený dešťovými srážkami nezávislý na vlnové délce optického záření.

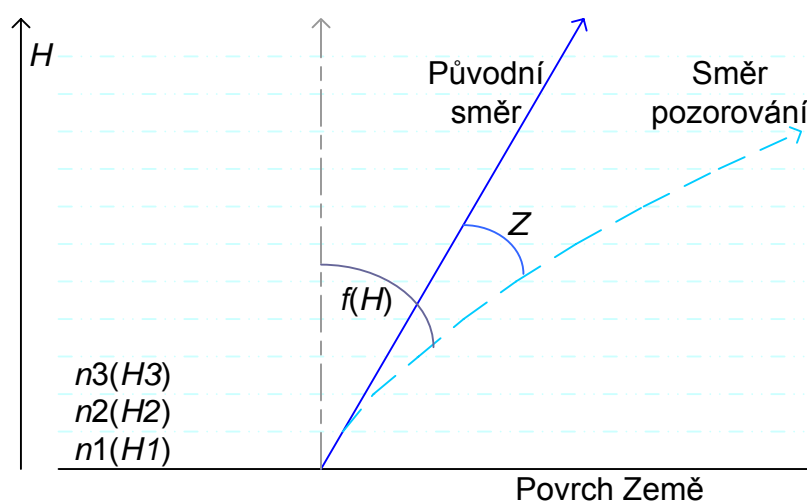
4.2 Refrakce

Směrovou odchylku procházejícího svazku od přímého směru nazýváme refrakce. Ta je zapříčiněna změnou indexu lomu na rozhraní dvou vrstev atmosféry, nebo dvou hladin vzduchu s různou hustotou nebo s různou teplotou [9]. Působí zde tedy teplotní nehomogenity. Změna indexu lomu může být stálého charakteru nebo se index lomu mění náhodně v čase a prostoru. Pokud se jedná o stálou změnu indexu lomu, je možné ohyb svazku vyjádřit jako:

$$Z = \int \frac{\tan f(H)}{n(H)} dn(H) \quad (4.16)$$

kde $n(H)$ je index lomu světla v závislosti na $f(H)$, což je úhel mezi směrem pozorování a normálou k ploše, Z je úhel mezi původním směrem laserového paprsku a směrem pozorování a H je výška nad povrchem Země.

Atmosférickou refrakci lze dát do spojitosti s atmosférickými turbulencemi. Podstatný rozdíl je v tom, že refrakci pozorujeme hlavně v nočních hodinách, atmosférické turbulence jsou nejvýznamnější během slunečných dnů. Dalším rozdílem je rychlost změn indexu lomu prostředí. Jak bylo zmíněno výše, refrakce se projevuje stálou změnou indexu lomu v dané oblasti anebo pouze pomalými změnami. U atmosférických turbulencí jsou tyto změny indexu lomu podstatně rychlejší, proto se projevují jako fluktuace optické intenzity laserového svazku. Refrakce se projevuje jako odsměrování optického svazku od původního směru při trvalé změně indexu lomu nebo jako pomalé putování optického svazku při pomalých změnách indexu lomu atmosférického přenosového prostředí.



Obrázek 4.13 Znázornění atmosférické refrakce

4.3 Přerušení svazku

Jak již bylo zmíněno dříve, rozlišujeme krátkodobé a dlouhodobé přerušení optického svazku nesoucího v sobě informaci. Pojem krátkodobého a dlouhodobého přerušení není přesně definován. Tato kvalifikace je subjektivní, tedy podle vlastního ohodnocení situace určujeme, o který typ přerušení se v daném případě jedná.



Obrázek 4.14 Krátkodobé přerušení svazku letícím ptákem [23]

Dlouhodobým přerušením svazku se blíže zabývá statistický model optického bezkabelového spoje, kdy určujeme pravděpodobnost přerušení svazku z úrovně přijatého optického výkonu. Stejně tak se tento model zabývá časovou nedostupností spoje.

4.4 Závěr

Cílem této kapitoly bylo porovnání několika matematických modelů atmosférického přenosového prostředí určujících útlum optického svazku ve volném prostoru hlavně na hydrometeorech různého původu.

Obecně se mezi odbornou veřejností hovoří o vlnové délce 1550 nm jako vhodnější s ohledem na útlumy v atmosférickém přenosovém prostředí. Toto stanovisko podporují jak původní Kruseův, tak i novější Kimův matematický model, který pracuje s meteorologickou viditelností. Oproti tomu výsledky modelů pro útlumy advektní a konvenční mlhou a sněžením navržené Al Naboulsiem uvádějí vlnovou délku 850 nm jako vhodnější kvůli nižšímu útlumu. Autoři O'Brien (útlum sněhem), Nebuloni, Capsoni (útlum deštěm) a Carbonneau (útlum deštěm) ve svých publikovaných pracích uvádějí, že útlum na hydrometeorech je nezávislý na vlnové délce nebo že vliv vlnové délky optického zdroje je minimální, tudíž zanedbatelný.

5 Analýza šumů

V optických systémech a především v optických bezkabelových komunikacích představují šumy významný problém. V případě, že úroveň šumů překročí určitou mez, je přijatý signál pro potřeby komunikace nepoužitelný. Pro stanovenou přenosovou rychlost v_b a požadovanou chybovost spoje BER (bit error rate) je potřeba zaručit minimální odstup signálu od šumu SNR (signal to noise ratio). V optických bezkabelových spojích nás zajímá hlavně výstřelový a tepelný šum. Výstřelový šum je označení pro souhrn kvantového šumu, šumu temného proudu a šumu pozadí.

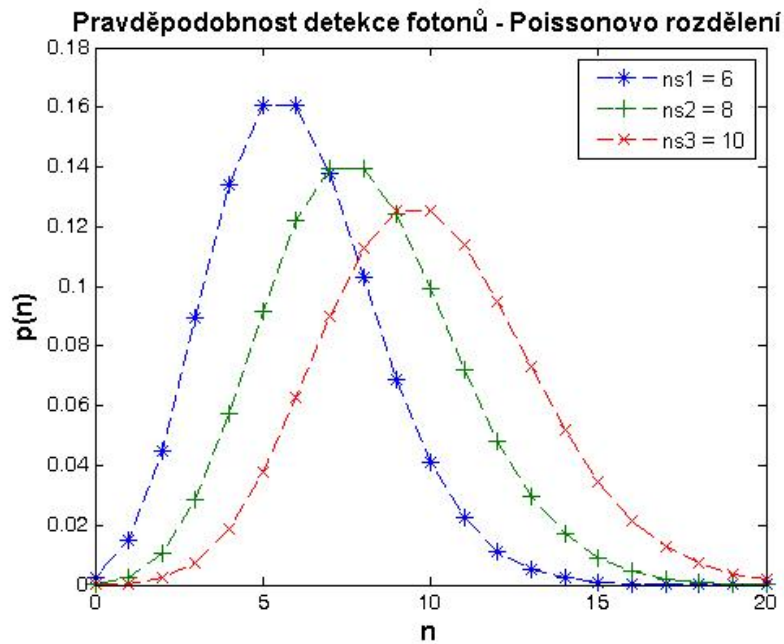
Abychom dokázali určit význam jednotlivých šumů na přenášený signál, blíže se seznámíme s jednotlivými šumovými příspěvky.

5.1 Kvantový šum

Kvantový šum je významnou součástí výstřelového šumu. Pro fotony (intermediální částice) platí Poissonovo rozdělení [25]

$$p(n) = \frac{\left(\frac{\bar{n}}{n}\right)^n \cdot e^{-\bar{n}}}{n!}, \quad (5.1)$$

kde $p(n)$ je pravděpodobnost detekce n nezávislých fotonů ve fotonovém toku se středním počtem fotonů \bar{n} . Toto rozdělení fotonů je názorně zobrazeno v následujícím obrázku (Obrázek 5.1).



Obrázek 5.1 Pravděpodobnost detekce n nezávislých fotonů, kdy je střední počet fotonů ns_1 , ns_2 , ns_3 .

Pomocí Poissonova [51] rozdělení je možno vyjádřit střední počet fotonů \bar{n}

$$\bar{n} = \sum_n n \cdot p(n). \quad (5.2)$$

Pro varianci počtu fotonů σ_n^2 platí

$$\sigma_n^2 = \sum_n \left(n - \bar{n} \right)^2 p(n) = \bar{n}. \quad (5.3)$$

Poměr signálu k šumu fotonového toku je

$$SNR_n = \frac{\bar{n}^2}{\sigma_n^2} = \bar{n}. \quad (5.4)$$

Střední hodnotu fotoproudu, který vznikne díky dopadu fotonu na aktivní plochu fotodetektoru, určíme ze vztahu

$$\bar{i} = \frac{e}{T} \eta \bar{n} = \frac{e}{T} \bar{m}, \quad (5.5)$$

kde e je elementární elektrický náboj, kvantová účinnost η je charakteristická pro každý fotodetektor ($\eta \in \langle 0; 1 \rangle$), nejčastěji nabývá hodnot od 0,6 do 0,85; symbolem \bar{m} označujeme střední počet elektronů (fotoelektrony), které jsou generovány dopadajícími fotony, charakteristický časový interval T představuje rozlišovací schopnost detekčního obvodu.

Fotoelektrony podléhají stejné statistice jako fotony, proto variance fotoproudu je

$$\sigma_i^2 = \left(\frac{e}{T}\right)^2 \sigma_m^2 = \left(\frac{e}{T}\right)^2 \bar{m}. \quad (5.6)$$

Ze znalosti tohoto vztahu můžeme stanovit poměr signálu k šumu fotoproudu

$$SNR_i = \frac{\bar{i}^2}{\sigma_i^2} = \bar{m}. \quad (5.7)$$

Fotoproud můžeme dát do souvislosti s přijímaným optickým výkonem. Toho dosáhneme tak, že upravíme vztah pro fotoproud do podoby [26]

$$\bar{i} = e\eta\phi, \quad (5.8)$$

kde ϕ [s⁻¹] představuje počet dopadajících fotonů na aktivní oblast fotodiody za časovou jednotku jedna sekunda. Vztah mezi veličinou ϕ a dopadajícím optickým výkonem P_{PD} je následující

$$\phi = \frac{P_{PD}}{\hbar\omega}, \quad (5.9)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta a ω představuje úhlovou rychlost záření. Vztah pro fotoproud lze tedy napsat ve tvaru

$$\bar{i} = e\eta \frac{P_{PD}}{\hbar \cdot \omega} = R_i \cdot P_{PD}, \quad (5.10)$$

kde $R_i = \frac{e\eta}{\hbar \cdot \omega}$ označuje proudovou citlivost fotodetektoru.

Má-li fotodioda vnitřní zisk G_{PD} (lavinová fotodioda APD), pak je obecně proudová citlivost definována

$$R_i = G_{PD} \frac{e\eta}{\hbar \cdot \omega}. \quad (5.11)$$

Fotonový šum je tedy dán kvantovou povahou světla. Tím, že fotony dopadají náhodně na aktivní plochu fotodetektoru, dochází ke generaci tohoto šumu a nelze jej už z principu eliminovat. Výkon fotonového (kvantového) šumu P_{N1} lze vyjádřit vztahem

$$P_{N1} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \left(\frac{e\eta}{\hbar\omega} P_{PD} \right) \cdot R, \quad (5.12)$$

kde B_m je šířka pásma propustnosti fotodiody $\left(T = \frac{1}{2B_m} \right)$ a R představuje odpor fotodiody.

Jak je zřejmé z předchozího vztahu, kvantový šum bude velmi výrazným parametrem u optických systémů, ve kterých se používají lavinové fotodiody (APD). Důvodem je vysoký vnitřní zisk G_{PD} , který běžně dosahuje hodnoty řádově $10^2 - 10^3$, v případě Geigerova režimu až 10^6 [52].

5.2 Šum temného proudu

V případě, že fotodioda nepřijímá žádný optický signál a přesto na výstupu je detekován určitý fotoproud, hovoříme o temném proudu I_D nebo o proudu za tmy (dark current). Tento temný proud je pak příčinou šumu, který označujeme jako šum temného proudu. Aby bylo možné zamezit vzniku temného proudu, je potřeba detektor chladit na velmi nízkou teplotu. Na rozdíl od tepelného šumu, který vzniká v obvodové části, šum temného proudu vzniká v samotném detektoru. Výkon šumu za tmy P_{N2} [27] má následující hodnotu

$$P_{N2} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \cdot I_D \cdot R. \quad (5.13)$$

Hodnoty temného proudu I_D se pohybují v řádu jednotek nA.

5.3 Šum pozadí

Tento šum je generován zdrojem optického záření, který negeneruje užitečný signál. K rušení dojde ve chvíli, kdy užitečný optický signál bude ovlivněn signálem z rušivého zdroje (jiný optický signál, sluneční záření). Šum pozadí lze vyjádřit vztahem [26]

$$P_{N3} = 2e \cdot B_m \cdot G_{PD}^2 \left(\frac{e\eta}{\hbar\omega} P_B \right) R, \quad (5.14)$$

kde P_B je výkon rušivého optického signálu.

Obecně platí, že činnost fotodiody je omezena výstřelovým šumem P_N

$$P_N = P_{N1} + P_{N2} + P_{N3} \quad (5.15)$$

pracuje-li fotodioda s vysokým koeficientem zesílení G_{PD} . V opačném případě bude omezena obvodovým (tepelným) šumem. V ideálním případě (vysoký G_{PD} , nízká teplota, bez záření pozadí) je fotodioda omezena fotonovým šumem.

5.4 Tepelný šum

Tepelný šum P_T , jinak nazývaný Johnsonův nebo Nyquistův šum, je způsoben nahodilým pohybem elektronů v elektrickém vodiči. Obecně je závislý pouze na teplotě, nezávisí na napětí, proudu ani na frekvenci, jedná se o bílý šum (AWGN) [28].

Matematicky jej lze určit vztahem

$$P_T = 4 \cdot k \cdot T_K \cdot B_m, \quad (5.16)$$

kde k je Boltzmannova konstanta a T_K je termodynamická teplota.

5.5 Poměr signálu k šumu

Určením poměru signálu k šumu SNR dokážeme stanovit možnosti přenosu informace optickým spojem. Čím vyšší odstup signálu od šumu, tím větší přenosovou rychlost signálu můžeme ve spoji použít. Poměr signálu k šumu SNR se vyjádří jako poměr středního výkonu signálu P_{PD} k výkonu šumů. O šumu víme to, že je to aditivní veličina [26], což využijeme.

$$SNR = \frac{\bar{i}^2 R}{\sigma_i^2 R} = \frac{(R_i \cdot P_{PD})^2 \cdot R}{\sigma_i^2 R}. \quad (5.17)$$

Po dosazení konkrétních šumů a úpravě výrazu získáme vztah

$$SNR = \frac{\left(\frac{G_{PD} \cdot \eta \cdot e}{\hbar \omega} \right)^2 R \cdot P_{PD}^2}{2eB_m G_{PD}^2 \left[\frac{\eta \cdot e}{\hbar \omega} (P_{PD} + P_B) + I_D \right] \cdot R + 4k \cdot T_K \cdot B_m}. \quad (5.18)$$

V případě, že se jedná o fotodiodu typu PIN, která má vnitřní zesílení $G_{PD} = 1$, je činnost přijímače limitována tepelným šumem a výstřelový šum je zanedbatelný. V tomto případě je poměr signálu k šumu následující

$$SNR = \left(\frac{\eta \cdot e}{\hbar \omega} \right)^2 \frac{R \cdot P_{PD}}{4k \cdot T_K \cdot B_m}. \quad (5.19)$$

V případě lavinové fotodiody (APD) je vnitřní zesílení větší než 1. Pokud je výstřelový šum podstatně větší než tepelný, můžeme poměr signálu k šumu uvést v následujícím tvaru

$$SNR = \left(\frac{\eta \cdot e}{\hbar \omega} \right)^2 \frac{P_{PD}^2}{2eB_m \left[\frac{\eta \cdot e}{\hbar \omega} (P_{PD} + P_B) + I_D \right]}. \quad (5.20)$$

Budeme-li fotodiodu chladit, pak minimalizujeme temný proud a budeme jej moci zanedbat. Díky této úpravě se nám výraz zjednoduší do podoby

$$SNR = \frac{\eta}{2\hbar \omega \cdot B_m} \frac{P_{PD}}{1 + \frac{P_B}{P_{PD}}}, \quad (5.21)$$

kde člen P_B/P_{PD} vyjadřuje poměr šumu k signálu v oblasti před fotodetektozem (v atmosféře).

V případě, že se nám podaří eliminovat vliv záření pozadí (např. interferenčním filtrem), pak můžeme výraz pro SNR zjednodušit do podoby

$$SNR = \frac{\eta \cdot P_{PD}}{2\hbar \omega \cdot B_m}. \quad (5.22)$$

V tomto případě hovoříme o kvantovém limitování.

5.6 Závěr

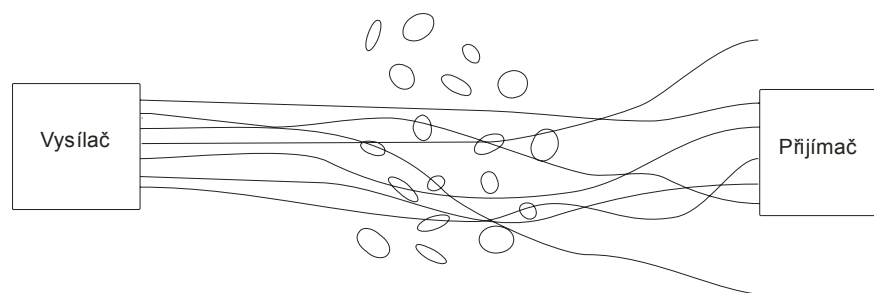
V této kapitole jsme si stručně popsali proces fotodetekce a seznámili se s šumy ovlivňující funkci optického bezkabelového spoje. V praxi lze vliv šumů minimalizovat vhodnou konstrukcí optické bezkabelové linky, a to použitím např. chladičů. Šum pozadí můžeme minimalizovat použitím interferenčního filtru na přijímací straně optického spoje.

6 Atmosférické turbulence

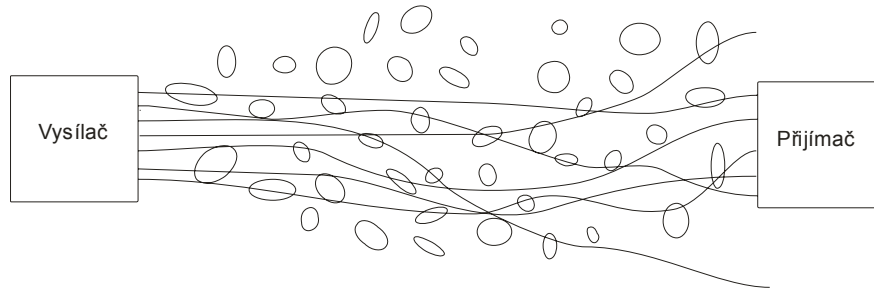
Standardně rozlišujeme dva druhy proudění vzduchu, a to laminární proudění, při kterém jsou dráhy jednotlivých částic navzájem rovnoběžné a částice nepřechází mezi jednotlivými vrstvami, a turbulentní proudění, kdy se trajektorie jednotlivých částic při proudění navzájem promíchávají a částice přecházejí mezi jednotlivými vrstvami. Při turbulentním proudění částice navíc vykonávají vlastní složitý pohyb, který vede ke vzniku vzdušných vírů. Rychlosti jednotlivých částic se mění nepravidelně, tedy tento druh proudění je stochastický a nestacionární [3].

V atmosféře dochází ke vzniku turbulencí právě díky proudění vzduchu, jenž je způsoben nestejným rozložením tlakových útvarů v atmosféře, které zase souvisí s nestejným geografickým rozložením teploty vzduchu. Dalším činitelem, který má vliv na vznik a vývoj atmosférických turbulencí, je sluneční záření, které vyvolává náhodné změny indexu lomu prostředí. Atmosférické turbulence jsou tedy generovány teplotním rozdílem mezi povrchem Země a atmosférou, což ovlivňuje optické vlny šířící se v daném prostředí. Během dne je povrch teplejší než vzduch, což způsobuje zahřívání vzduchové masy v nižších polohách. Tento negativní teplotní gradient způsobuje, že se světelné paprsky zalamují vzhůru. Kladný teplotní gradient se projevuje v noci, kdy se paprsky lomí směrem dolů. Důležitým faktem je, že atmosférické turbulence narušují koherenci laserového záření, což může mít nepříznivý účinek na optický bezkabelový spoj. Variance atmosférické teploty a fluktuace rychlosti větru vytvářejí lokální nestabilní vzduchové masy, které se mohou projevit jako turbulentní víry nebo turbulentní cely o různých velikostech. Tyto nehomogenity dosahují velikosti od několika milimetrů až po stovky metrů [3].

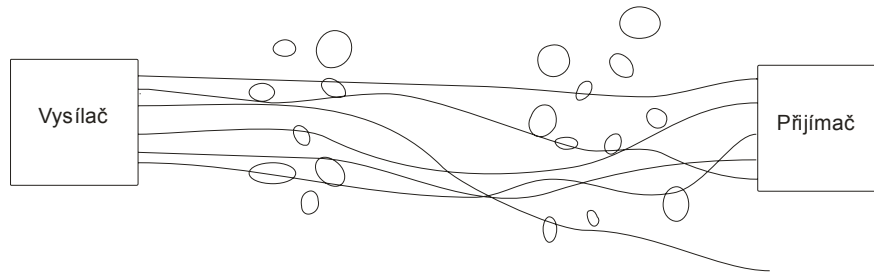
Tyto turbulentní cely mohou na optický svazek působit pouze v jedné části optické trasy (Obrázek 6.1), v celé délce optické trasy (Obrázek 6.2) anebo v několika úsecích optické trasy (Obrázek 6.3)



Obrázek 6.1 Turbulentní cely v jednom úseku optického svazku



Obrázek 6.2 Turbulentní cely v celé trase optického svazku



Obrázek 6.3 Turbulentní cely v několika úsecích optické trasy

Pro určování vlastností optického záření v atmosférickém přenosovém prostředí je důležité znát index lomu prostředí. Hodnota indexu lomu v daném místě je závislá na lokální teplotě, atmosférickém tlaku, hustotě částic anebo rychlosti větru. Statistický charakter indexu lomu je označován jako strukturní funkce indexu lomu D_n [3]:

$$D_n = \langle [n(A,t) - n(B,t)]^2 \rangle, \quad (6.1)$$

kde $n(A,t)$ a $n(B,t)$ jsou indexy lomu prostředí v daném bodě A , B a daném čase t .

Strukturní funkce indexu lomu souvisí se vzdáleností r bodů A a B podle Kolmogonova modelu [37]:

$$D_n = \begin{cases} C_n^2 \cdot r^{2/3} & l_0 \ll r \ll L_0 \\ C_n^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot r^2 & r \ll l_0 \end{cases}, \quad (6.2)$$

kde:

C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu [$\text{m}^{-2/3}$],

r představuje vzdálenost mezi dvěma body A a B [m],

l_0 je minimální rozměr turbulentní cely [m],

L_0 je maximální rozměr turbulentní cely [m].

Strukturní parametr indexu lomu můžeme dát do přímé souvislosti s mírou atmosférických turbulencí, k tomuto účelu nám poslouží následující tabulka (Tabulka 6.1), ze které je patrné, jakým způsobem strukturní parametr indexu lomu ovlivňuje míru atmosférických turbulencí v atmosférickém přenosovém prostředí [11].

Tabulka 6.1 Vliv strukturálního parametru indexu lomu na atmosféru

C_n^2 $m^{-2/3}$	Atmosférické turbulence
10-16	slabé
10-15	střední
10-14	silné
10-13	velmi silné

Z tabulky vyplývá, že s rostoucím strukturálním parametrem indexu lomu míra atmosférických turbulencí roste. S rostoucí výškou nad povrchem Země a se změnou rychlosti větru se strukturální parametr indexu lomu mění. Pro tyto účely existuje několik modelů, nejznámější je Hufnagelův – Halleyův model [9], který má následující tvar:

$$C_n^2 = 8,2 \cdot 10^{-26} \cdot W^2 \cdot h^{10} \cdot e^{-h} + 2,7 \cdot 10^{-16} \cdot e^{-h/1,5} + A \cdot e^{-10 \cdot h}, \quad (6.3)$$

kde:

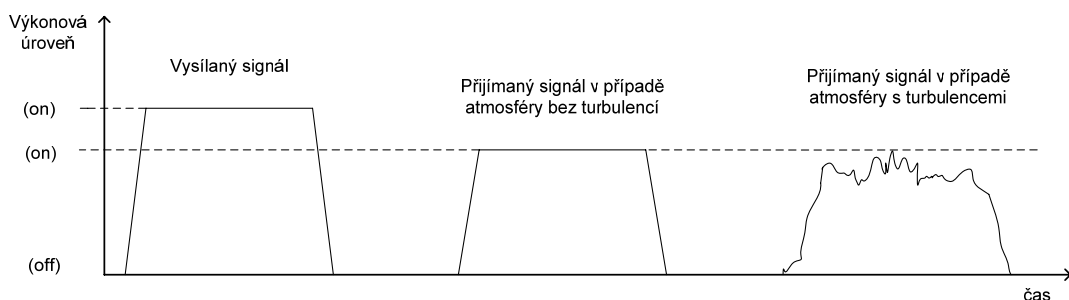
h je výška nad povrchem Země uvedená v kilometrech,

W je rychlost větru (v m/s),

A představuje strukturální parametr indexu lomu na povrchu Země $C_n^2(0)$.

6.1 Andrewsova a Rytovova metoda určení turbulentního útlumu

Díky turbulentní atmosféře dochází k fluktuaci přijatého optického signálu. Pokud je optický signál modulován metodou ON/OFF keying, pak úroveň ON vysílaného signálu je maximální. Díky atmosférickému přenosovému prostředí dochází v případě atmosféry bez turbulencí k útlumu signálu, a pokud je atmosféra navíc turbulentní, pak přijímaná úroveň optického signálu fluktuuje. Problém nastává v okamžiku, kdy přijímací systém díky fluktuacím špatně vyhodnotí úroveň ON nebo OFF, pak nastává chyba přenosu a dochází ke zvyšování chybovosti signálu [10]. V případě velmi vysokých atmosférických turbulencí může dojít k výpadku signálu a optický bezkabelový spoj je pak nepoužitelný.



Obrázek 6.4 Úroveň optického signálu v případě atmosféry bez turbulencí a atmosféry s turbulencemi

V případě, že je úroveň signálu příliš nízká, pak dochází k úniku. Únik nastane v případě, že úroveň signálu je nižší než je citlivost přijímače, anebo vyšší než je úroveň saturace přijímače.

Fluktuace optické intenzity laserového svazku v čase $I(t)$ jsou závislé na míře atmosférických turbulencí a tedy strukturním parametru indexu lomu C_n^2 . Tuto závislost můžeme popsat jako

$$I(t) = f(C_n^2). \quad (6.4)$$

Relativní varianci intenzity optického signálu $\sigma_{I,rel}^2$ můžeme vyjádřit jako [17]:

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1, \quad (6.5)$$

kde:

I je optická intenzita signálu,

$\langle \rangle$ značí střední hodnotu.

V případě, že platí $\sigma_{I,rel}^2 \ll 1$, pak můžeme použít Rytovovu aproximaci pro vztah mezi relativní variancí optické intenzity signálu $\sigma_{I,rel}^2$ a strukturním parametrem indexu lomu C_n^2 [3]:

$$\sigma_{I,rel}^2 = K \cdot C_n^2 \cdot k^{\frac{7}{6}} \cdot L^{\frac{11}{6}}, \quad (6.6)$$

kde:

K je konstanta pro rovinnou vlnu 1,23 a pro vlnu sférickou 0,5,

k je vlnové číslo $\left(k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}\right)$, jehož jednotkou je $[m^{-1}]$,

L je vzdálenost mezi optickým vysílačem a přijímačem [m].

Z Rytovovy aproximace vychází vztah pro určení útlumu atmosférickými turbulencemi. Atmosférické turbulence kromě fluktuace signálu vyvolávají z principu i jeho útlum, proto nyní vyjádříme tento útlum pomocí následujícího vztahu [3]:

$$\alpha_{turbulence} = 2 \cdot \sqrt{23,17 \cdot k^{\frac{7}{6}} \cdot C_n^2 \cdot L^{\frac{11}{6}}}, \quad (6.7)$$

kde konstanty 2 a 23,17 vycházejí z přepočtu z log normálního rozložení (Galtonovo rozložení) [2]. Je vhodné ještě uvést, že Rytovův turbulentní útlum určuje střední hodnotu tohoto útlumu.

Atmosférickými turbulencemi a jejich projevem na optický svazek se zabýval rovněž Andrews [37]. Andrews vychází z předpokladu, že při použití nekonečně velké přijímací čočky přijmeme veškerý optický výkon, protože atmosférické turbulence optický výkon „nepohlcují“, ale jenom odkloňují. V tomto případě tedy nedojde k útlumu turbulencemi. Pro optické přijímací čočky s konečným rozměrem vypracoval Andrews metodiku určování turbulentního útlumu α_{TURB} , kdy výsledný útlum je dán vztahem

$$\alpha_{turb} = 10 \log \left| 1 - \sqrt{\sigma_I^2(D_{RXA})} \right|, \quad (6.8)$$

kde σ_I^2 je variance optické intenzity, kterou můžeme vyjádřit následovně

$$\sigma_I^2(D_{RXA}) \cong \exp \left[\frac{0,49 \cdot \beta_0^2}{(1 + 0,18 \cdot d^2 + 0,56 \cdot \beta_0^{12/5})^{7/5}} + \frac{0,51 \cdot \beta_0 (1 + 0,69 \cdot \beta_0^{12/5})^{-5/6}}{1 + 0,90 \cdot d^2 + 0,62 \cdot d^2 \beta_0^{12/5}} \right] - 1. \quad (6.9)$$

Koeficienty d a β_0 , který je formálně totožný s Rytovovou aproximací pro sférickou vlnu, určíme díky následujícím vztahům

$$\beta_0 = 0,5 \cdot C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}, \quad (6.10)$$

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi}{4 \cdot \lambda \cdot L}} \cdot D_{RXA}, \quad (6.11)$$

kde L je jako v minulém případě vzdálenosti mezi optickým přijímačem a vysílačem, k je vlnové číslo, λ představuje vlnovou délku laserového zdroje a D_{RXA} je průměr přijímací čočky.

Je nutné si uvědomit, že Andrewsova metoda určování turbulentního útlumu dává za výsledek nejnižší možný turbulentní útlum, tuto metodu lze tedy chápat jako nejlepší případ při daném stavu atmosférického přenosového prostředí.

6.2 Strukturální parametr indexu lomu

Jak již bylo uvedeno výše, míru atmosférických turbulencí můžeme ohodnotit strukturálním parametrem indexu lomu. Ten lze vyhodnotit několika způsoby. Tři způsoby jsou uvedeny v předchozí podkapitole. Parametr C_n^2 (6.1) určíme ze strukturální funkce indexu lomu (6.2). Další způsob vyjádření tohoto parametru je obsažen v (6.6), kdy na základě znalosti relativní variance optické intenzity $\sigma_{I,rel}$ dokážeme určit C_n^2 . Strukturální parametr indexu lomu stanovíme i díky vztahu (6.7), který udává závislost mezi útlumem způsobeným atmosférickými turbulencemi α_{turb} a C_n^2 .

Jelikož existuje vztah mezi změnou teploty a změnou indexu lomu v dané oblasti, lze strukturální parametr indexu lomu stanovit na základě strukturálního parametru teploty C_T^2 , který určíme díky strukturální funkci teploty [37]. Strukturální funkce teploty D_T je dána jako

$$D_T = \langle (T_1 - T_2)^2 \rangle = \begin{cases} C_T^2 \cdot R^{2/3}, & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_T^2 \cdot l_0^{-4/3} \cdot R^2, & R \ll l_0 \end{cases}, \quad (6.12)$$

kde R představuje vzdálenost mezi dvěma body měření, l_0 je minimální rozměr turbulentní cely a L_0 je maximální rozměr turbulentní cely. Vztah mezi strukturálním parametrem indexu lomu a strukturálním parametrem teploty je

$$C_n^2 = \left(79 \cdot 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right)^2 \cdot C_T^2, \quad (6.13)$$

kde P značí atmosférický tlak v místě měření a T představuje termodynamickou teplotu v tomtéž místě.

V odborné literatuře [3], [37] se také setkáváme se vztahy popisujícími závislost mezi strukturálním parametrem indexu lomu a poloměrem koherence laserového svazku. Při průchodu koherentního optického svazku se jeho poloměr koherence ρ snižuje s rostoucí mírou atmosférických turbulencí. Pro rovinnou vlnu platí následující vztah

$$\rho_{rovinná} = (1,46 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5}, \quad (6.14)$$

za podmínky, že $l_0 \ll \rho_{rovinná} \ll L_0$.

Pro sférickou vlnu získáme obdobný vztah, který se pouze liší v hodnotě číselné konstanty

$$\rho_{sférická} = (0,55 \cdot C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-3/5}, \quad (6.15)$$

kdy v tomto případě musí být dodržena podmínka $l_0 \ll \rho_{sférická} \ll L_0$.

6.3 Závěr

V této kapitole jsme si stručně představili atmosférické turbulence, seznámili jsme se s principem jejich vzniku a jejich vlivem na optický svazek ve volném atmosférickém přenosovém prostředí.

Pro technickou praxi je důležité znát vliv atmosférických turbulencí na parametry laserového svazku nesoucího v sobě informaci. Míru atmosférických turbulencí můžeme hodnotit jak z pohledu chybovosti, tak z pohledu turbulentního útlumu optického signálu. Útlum turbulencemi se v současné době určuje pomocí Rytovovy metody, jejíž výsledek udává průměrný turbulentní útlum při dané míře atmosférických turbulencí.

Druhou metodou určení turbulentního útlumu je metoda navržená Andrewsem. Podle mého názoru je ale tato metoda pro optické vysokorychlostní datové přenosy nevhodná. Andrewsova metoda počítá se středováním na přijímací optické čočce, tedy turbulentní útlum bude nižší. Na druhou stranu díky atmosférickým turbulencím dojde k vícecestnému šíření optického signálu a jednotlivé části optického pulzu budou navzájem opožděné, čímž dojde k rozšíření optického pulzu, v krajním případě při vysokých turbulencích a vysoké přenosové rychlosti se optický signál „vystředí“ tak, že chybovost naroste a optický signál bude nepoužitelný. V konečném důsledku tedy přijatý optický signál nebude výrazněji utlumen, ale jeho chybovost bude velmi vysoká.

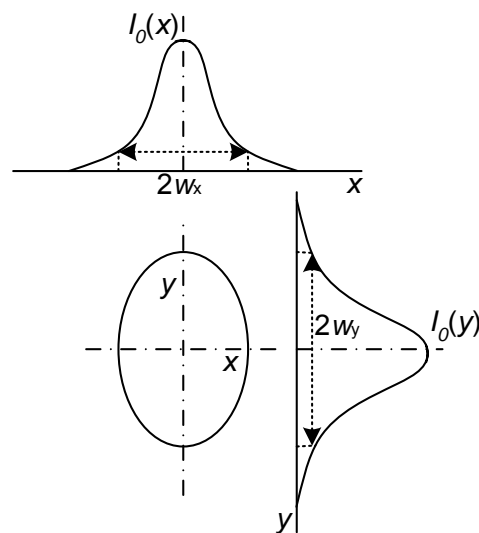
7 Metoda dostupného výkonu

Jak již bylo uvedeno dříve, úroveň atmosférických turbulencí se v současné době nejčastěji vyjadřuje strukturním parametrem indexu lomu C_n^2 , který lze určit pomocí relativní variance optické intenzity.

Pro optické zdroje (laserové diody, LED anebo lasery), které vyzařují optický svazek s Gaussovským rozložením, platí obecně následující vztah mezi optickým výkonem P a optickou intenzitou $I(x,y)$:

$$P = \int_S I(x, y) dS = \int_S I_0 e^{-2\left(\frac{x}{w_x}\right)^2} e^{-2\left(\frac{y}{w_y}\right)^2} dS, \quad (7.1)$$

kde x, y jsou souřadnice na příslušných osách, w_x, w_y představují pološířky svazku a dS je element plochy. Na (Obrázek 7.1) je zobrazen eliptický Gaussův svazek a jeho profily.



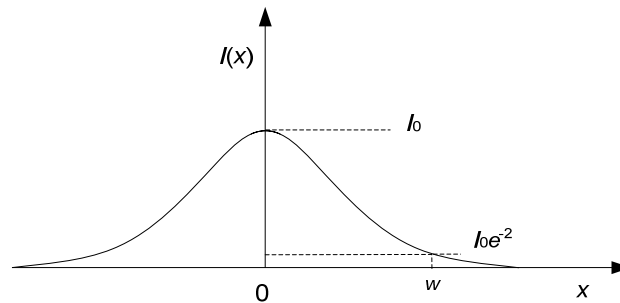
Obrázek 7.1 Eliptická stopa optického svazku a její intenzitní profil pro $I_0(x) = I_0(y)$

V případě výskytu turbulencí v atmosférickém přenosovém prostředí dojde k fluktuaci úrovně optické intenzity ve svazku. Pro zjednodušení nyní uvažujme, že stopa Gaussovského svazku je kruhová. Pak můžeme napsat, že vztah mezi celkovým optickým výkonem P a maximální optickou intenzitou ve středu svazku I_0 je

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 e^{-2\left(\frac{x}{w}\right)^2} dS = 0,5 \cdot I_0 \pi \cdot w^2, \quad (7.2)$$

kde x je radiální vzdálenost od středu svazku a w je pološířka kruhového optického svazku.

Pokud optický kruhový svazek není ovlivněn atmosférickými turbulencemi, pak profil laserového svazku (Obrázek 7.2) odpovídá profilu ideálního Gaussova svazku.

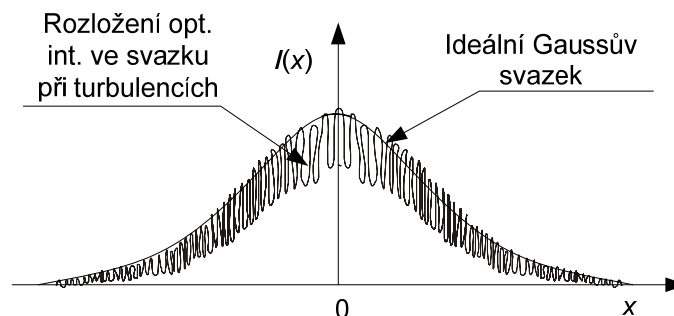


Obrázek 7.2 Ideální kruhově symetrický Gaussov svazek

Optickou intenzitu $I(x)$ profilu svazku v případě atmosféry bez turbulencí můžeme vyjádřit vztahem

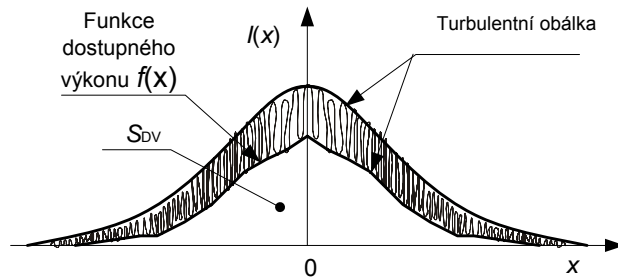
$$I(x) = I_0 e^{-2\left(\frac{x}{w}\right)^2}. \quad (7.3)$$

V případě, že je optický svazek ovlivněn atmosférickými turbulencemi, dochází k fluktuaci úrovně optické intenzity (Obrázek 7.3) [17]



Obrázek 7.3 Fluktuace úrovně optické intenzity při průchodu svazku turbulentní atmosférou

Fluktuace optické intenzity signálu způsobená atmosférickými turbulencemi vytváří určitou turbulentní obálku, která je omezena turbulentními hraničními křivkami zespoda i shora. Spodní hranici turbulentní obálky (spodní turbulentní hraniční křivka) lze matematicky vyjádřit jako funkci dostupného výkonu $f(x)$ [17].



Obrázek 7.4 Rozložení optické intenzity svazku v případě turbulentní atmosféry

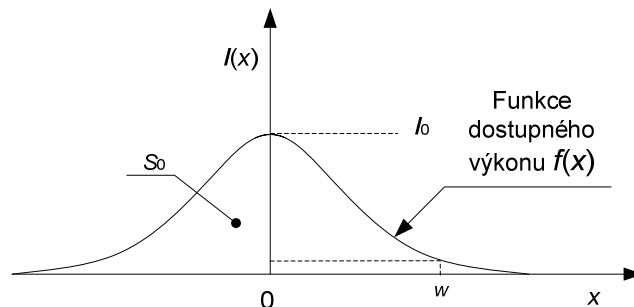
Pokud určíme velikost plochy omezenou funkcí dostupného výkonu $f(x)$ a osou x , získáme plochu dostupného výkonu S_{DV} . Tato plocha dostupného výkonu je tedy dána vztahem:

$$S_{DV} = \int_x f(x) dx . \quad (7.4)$$

Pro optický svazek, který není ovlivněn atmosférickými turbulencemi, platí, že rozložení optické intenzity je Gaussovské a plocha dostupného výkonu je maximální S_0 . Maximální plochu dostupného výkonu S_0 matematicky vyjádříme

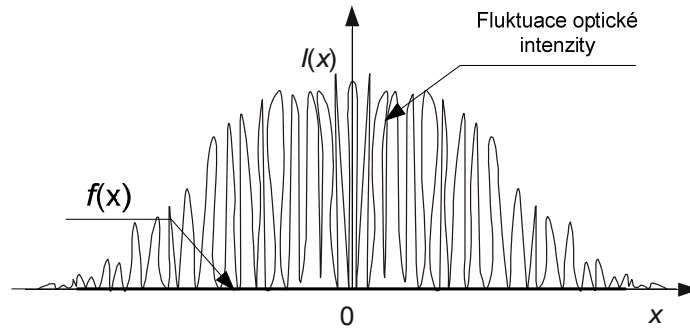
$$S_0 = \int_x I_0 e^{-2\left(\frac{x}{w}\right)^2} dx . \quad (7.5)$$

Tato plocha S_0 je zobrazena na následujícím obrázku (Obrázek 7.5), kde je patrné, že funkce dostupného výkonu je formálně identická s ideální křivkou nenarušenou atmosférickými turbulencemi.



Obrázek 7.5 Plocha dostupného výkonu u svazku, který není ovlivněn atmosférickými turbulencemi

V případě velmi vysokých atmosférických turbulencí může dojít k situaci, kdy úroveň optické intenzity bude v profilu svazku fluktuovat do té míry, že signál bude nepoužitelný. Funkci dostupného výkonu určíme díky zjištění minimálních hodnot optických intenzit v každém bodě intenzitního profilu laserového svazku při dostatečně dlouhém čase pozorování intenzitního profilu svazku. Na následujícím obrázku je uveden mezní případ (Obrázek 7.6).



Obrázek 7.6 Rozložení optické intenzity ve svazku při velmi vysoké úrovni atmosférických turbulencí

V tomto mezním případě bude funkce dostupného výkonu $f_{\min}(x)$ nabývat následující hodnotu:

$$\lim_{I(x) \rightarrow 0} f_{\min}(x) = 0. \quad (7.6)$$

Plocha dostupného výkonu S_{DV} pak bude nabývat minimální hodnotu $S_{DV,\min}$, kterou vyjádříme

$$S_{DV,\min} = \int_x f_{\min}(x) = 0. \quad (7.7)$$

Samozřejmě může existovat i vyšší míra atmosférických turbulencí než je schopná určit minimální funkce dostupného výkonu, ale metoda určování atmosférických turbulencí pomocí plochy dostupného výkonu má omezenou platnost, a to je právě hranice minimální funkce dostupného výkonu a minimální plocha dostupného výkonu.

Nyní budeme normovat plochu dostupného výkonu [16]. Jak již bylo zmíněno výše, maximální možná plocha dostupného výkonu je S_0 , tedy

$$S_{DV,norm} = \frac{S_{DV}}{S_0}. \quad (7.8)$$

Bude platit, že při atmosféře bez turbulencí ($S_{DV} = S_0$) bude normovaná plocha dostupného výkonu $S_{DV,norm}$ rovna

$$S_{DV,norm} = \frac{S_0}{S_0} = 1. \quad (7.9)$$

V případě, že turbulence budou velmi vysoké a nastane mezní stav, kdy funkce dostupného výkonu $f_{\min}(x)$ bude rovna nule, pak

$$S_{DV,norm} = \frac{S_{DV,\min}}{S_0} = \frac{0}{S_0} = 0. \quad (7.10)$$

Pro ostatní atmosférické turbulence bude normovaná plocha dostupného výkonu $S_{DV,norm}$ z intervalu $(0,1)$.

V reálném světě musíme počítat s trojrozměrným laserovým svazkem, který dozajista nebude ideálně kruhově symetrický. Nyní se tedy zaměříme na optický svazek, u kterého budeme brát v úvahu rozměry x , y a $I(x, y)$. V tomto případě nebudeme již hovořit o ploše dostupného výkonu, ale o objemu dostupného výkonu,

nebo zkráceně o dostupném výkonu. Dostupný výkon tedy můžeme vyjádřit analogicky jako

$$V_{DV} = \iint_{x y} f(x, y) dx \cdot dy, \quad (7.11)$$

kde $f(x, y)$ představuje funkci rozložení optické intenzity v optickém svazku.

V případě atmosférického přenosového prostředí bez výskytu turbulence bude dostupný výkon roven optickému výkonu nezarušeného Gaussova svazku s Gaussovským rozložením optické intenzity $f_0(x, y)$

$$V_0 = \iint_{x y} f_0(x, y) dx \cdot dy. \quad (7.12)$$

V případě velmi vysoké míry atmosférických turbulencí bude funkce dostupného výkonu $f_{\min}(x, y)$ totožná s rovinou x, y a minimální hodnota dostupného výkonu tak dosáhne nulové hodnoty stejně, jak tomu bylo u plochy dostupného výkonu. Minimální dostupný výkon je tedy roven

$$V_{DV, \min} = \iint_{x y} f_{\min}(x, y) dx \cdot dy. \quad (7.13)$$

Opět pro zjednodušení situace zavedeme normovaný objem dostupného výkonu (stručně normovaný dostupný výkon) vztahem

$$V_{DV, \text{norm}} = \frac{V_{DV}}{V_0}. \quad (7.14)$$

Z výše uvedených poznatků vyplývá, že v případě atmosférického přenosového prostředí bez výskytu turbulencí bude normovaný dostupný výkon roven hodnotě 1, jak vyplývá z následujícího vztahu

$$V_{DV, \text{norm}} = \frac{V_0}{V_0} = 1. \quad (7.15)$$

V limitním případě při výskytu vysokých turbulencí bude normovaný dostupný výkon roven hodnotě 0.

$$V_{DV, \text{norm}} = \frac{V_{DV, \min}}{V_0} = 0. \quad (7.16)$$

Cílem je však vyjádřit útlum optického svazku procházejícího turbulentní atmosférou. Když tedy analyzujeme vzniklou situaci, pak dojdeme k závěru, že v případě normovaného dostupného výkonu $V_{DV, \text{norm}} = 1$ nebude vznikat žádný turbulentní útlum a v případě, že normovaný dostupný výkon dosáhne hodnoty nula, pak turbulentní útlum dosáhne nekonečné hodnoty. Rovněž podstata normovaného dostupného výkonu (poměr dvou dostupných výkonů) nám napovídá, jak stanovit tento útlum. Turbulentní útlum vyjádříme ze znalosti normovaného dostupného výkonu podle následujícího vztahu

$$\alpha_{DV} = 10 \cdot \log V_{DV, \text{norm}}. \quad (7.17)$$

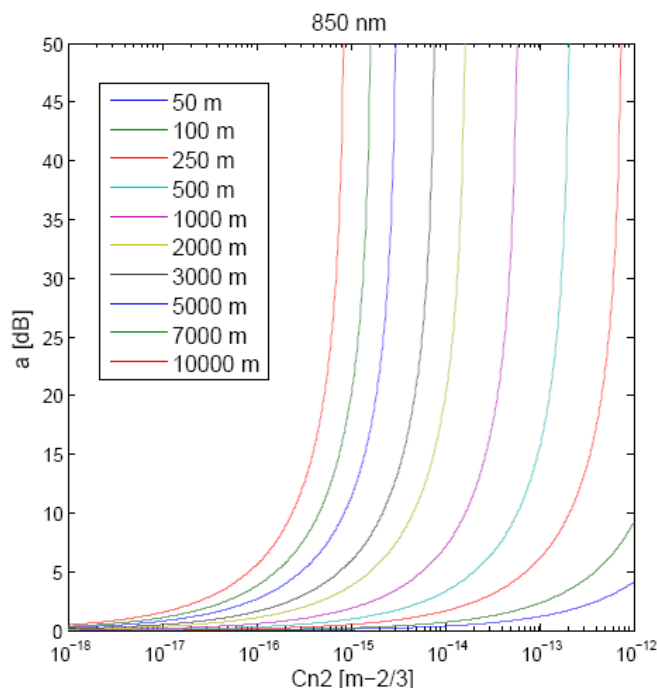
Jelikož metoda dostupných výkonů pročitá s funkcí dostupného výkonu, která je definovaná jako spodní část turbulentní obálky (Obrázek 7.4), pak je potřeba si uvědomit, že funkce dostupného výkonu představuje nejhorší případ turbulentního

útlumu. Toto můžeme považovat za velkou výhodu oproti ostatním metodám, které udávají průměrný turbulentní útlum. Při kalkulaci parametrů optického bezkabelového spoje je však vhodné znát i nejhorsí možný útlum, protože tím právě můžeme zabránit výpadkům spoje.

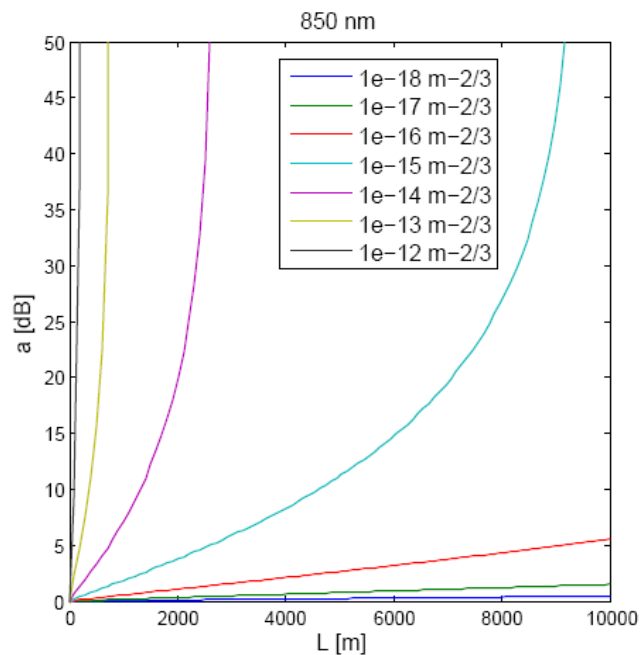
7.1 Rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity

Pokud vyjdeme z předpokladu Rytovovy aproximace o rovnoměrném rozložení relativní variance optické intenzity v profilu laserového svazku (6.6) a definice relativní variance optické intenzity (6.5), pak můžeme pro dané délky optického bezkabelového spoje a strukturního parametru indexu lomu určit turbulentní útlum. Turbulentní útlum určený pomocí metody dostupného výkonu porovnáme s turbulentním útlumem stanoveným Rytovovou metodou. Obzvláště u optických bezkabelových spojů s delším dosahem a výskytem vyšší míry turbulencí předpokládáme výraznější rozdíly mezi jednotlivými metodami, a to proto, jak již bylo zmíněno dříve, metoda dostupných výkonů udává maximální turbulentní útlum při daném stavu atmosférického přenosového prostředí oproti průměrnému útlumu, který získáme pomocí Rytovovy metody.

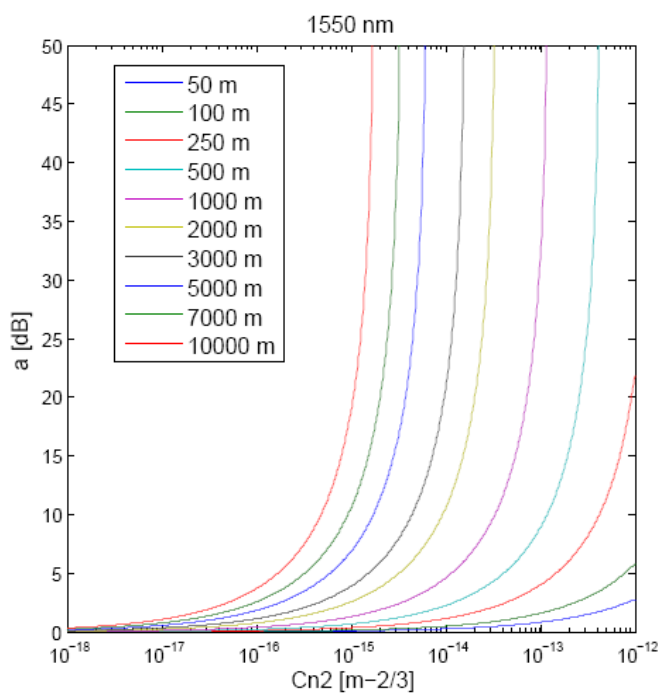
Následující obrázky (Obrázek 7.7) až (Obrázek 7.10) ukazují výsledné turbulentní útlumy určené metodou dostupného výkonu pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm pro různé délky tras (50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1000 m, 2000 m, 3000 m, 5000 m, 7000 m a 10000 m) a pro různé strukturní parametry indexu lomu ($10^{-18} \text{ m}^{-2/3}$ až $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ s krokem po dekadách).



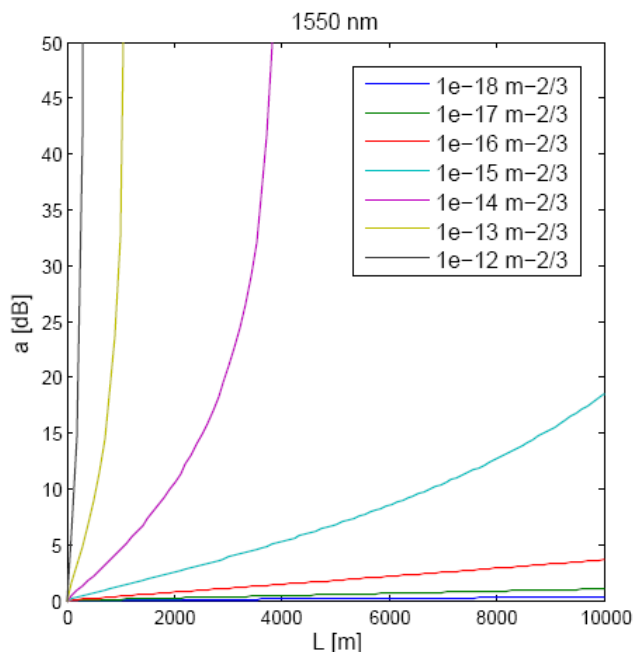
Obrázek 7.7 Útlum turbulencemi určený MDV pro vlnovou délku 850 nm a různé délky tras



Obrázek 7.8 Útlum turbulencemi určený MDV pro vlnovou délku 850 nm a různé strukturální parametry indexu lomu



Obrázek 7.9 Útlum turbulencemi určený MDV pro vlnovou délku 1550 nm a různé délky tras



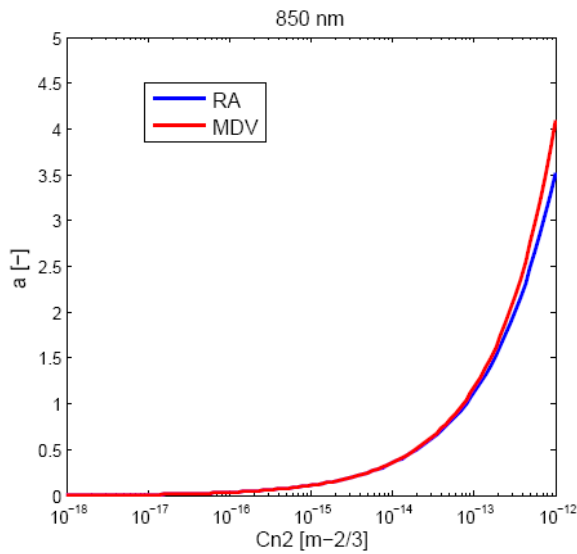
Obrázek 7.10 Útlum turbulencemi určený MDV pro vlnovou délku 1550 nm a různé strukturální parametry indexu lomu

V případě, že útlum narůstá nade všechny meze (blíží se k nekonečnému útlumu), pak můžeme říci, že jsme narazili na mez platnosti metody dostupných výkonů a normovaný dostupný výkon dosáhl nulové hodnoty. Z výsledných grafů rovněž vyplývá, že v případě použití vlnové délky 850 nm bude turbulentní útlum vyšší než v případě použití vlnové délky 1550 nm.

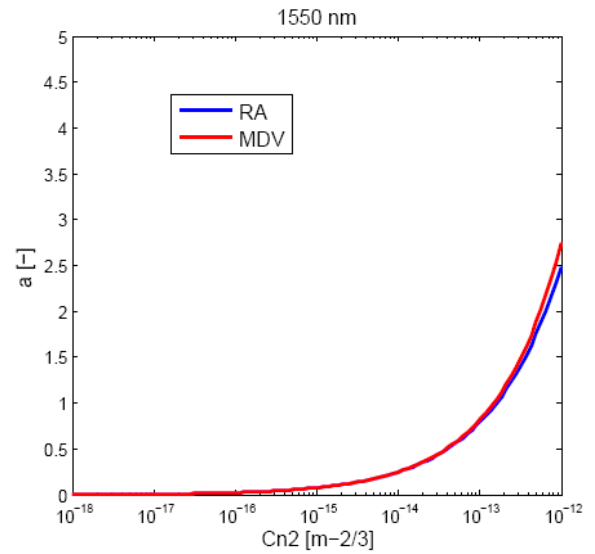
7.1.1 Porovnání turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a Rytovovy aproximace

Nyní se zaměříme na porovnání turbulentního útlumu určeného metodou dostupného výkonu MDV a Rytovovou aproximací RA. Provedli jsme výpočty pro standardní komunikační vlnové délky 850 nm a 1550 nm. Délky optických tras jsme zvolili (50, 100, 250, 500, 1000, 2500, 5000, 7500 a 10000) m. Výsledky jsou zobrazené na (Obrázek 7.11) až (Obrázek 7.28).

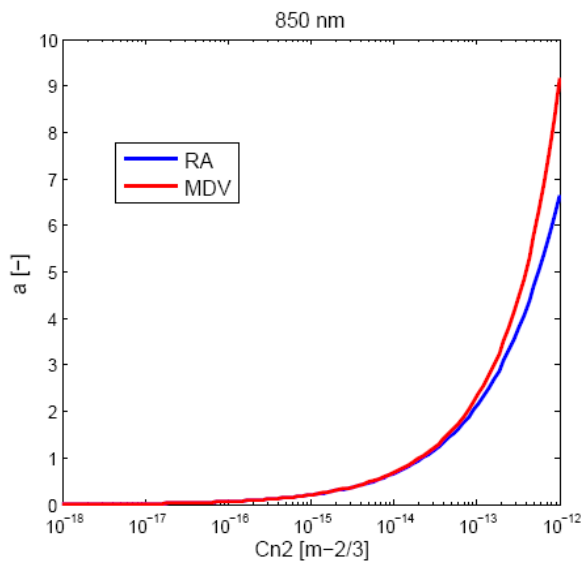
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



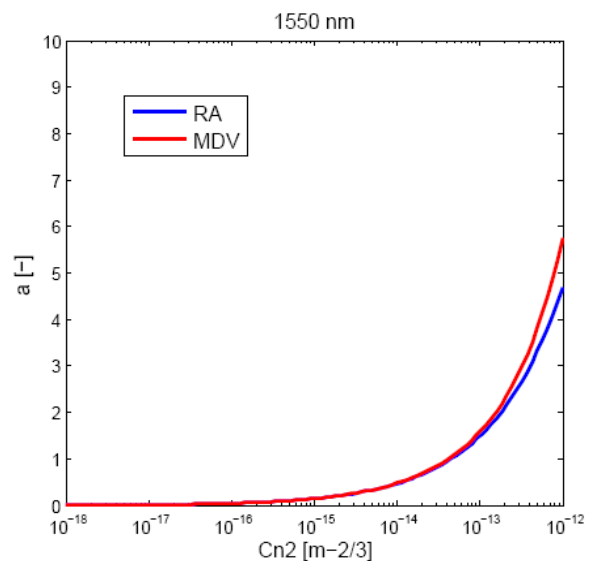
Obrázek 7.11 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 50 m



Obrázek 7.12 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 50 m



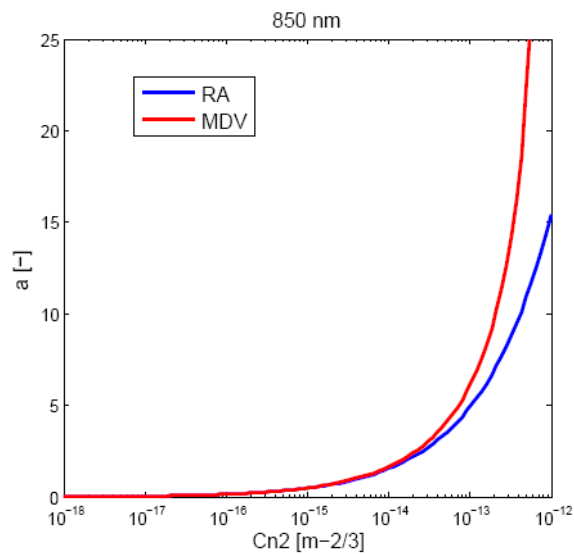
Obrázek 7.13 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 100 m



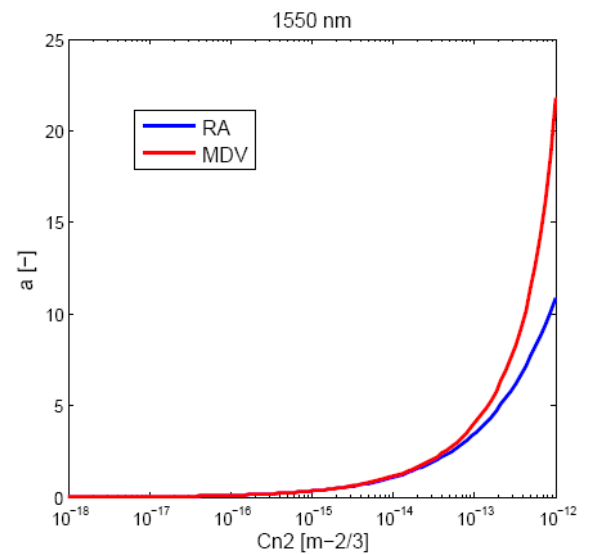
Obrázek 7.14 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 100 m

Na základě analýzy (Obrázek 7.11) až (Obrázek 7.14) jsme dospěli k závěru, že rozdíly mezi výsledky získanými metodou dostupných výkonů a Rytovovou aproximací se zvětšují pro kratší vlnové délky, tedy že rozdíly mezi turbulentními útlumy budou větší pro oba průběhy u vlnové délky 850 nm než u vlnové délky 1550 nm. Při délce trasy 50 m se výsledky určené MDV a RA liší řádově o desetiny dB, při délce optické trasy 100 m jsou tyto rozdíly v případě vlnové délky 850 nm v jednotkách dB, u vlnové délky 1550 nm asi o jeden dB. Lze tedy říct, že pro krátké trasy se nejhorší možný turbulentní útlum určený MDV liší od průměrného turbulentního útlumu daného RA liší pouze nepatrně.

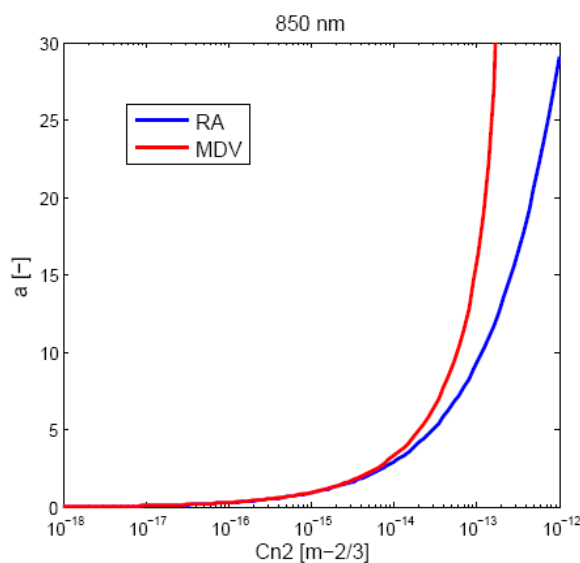
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



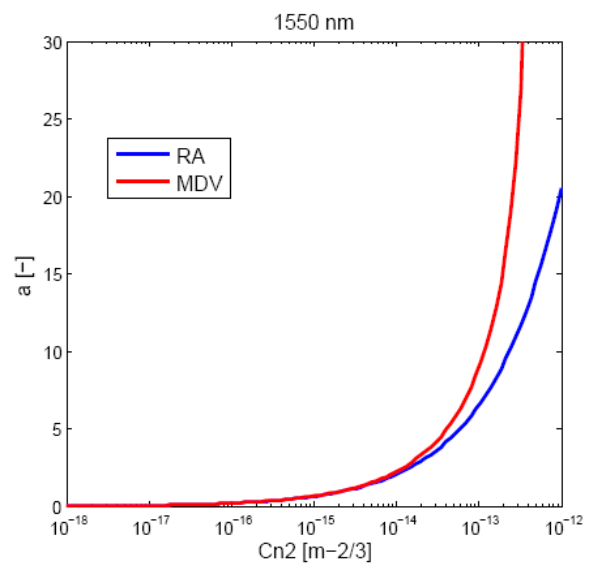
Obrázek 7.15 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 250 m



Obrázek 7.16 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 250 m



Obrázek 7.17 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 500 m



Obrázek 7.18 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 500 m

U středně dlouhých optických spojů (Obrázek 7.15) – (Obrázek 7.18) se vzdáleností 250 m a 500 m mezi vysílací a přijímací jednotkou začínáme pozorovat mez metody dostupných výkonů. Pro spoj dlouhý 250 m s vlnovou délkou 850 nm MDV naráží na svou mez při turbulencích se strukturním parametrem indexu lomu přibližně $5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, pro větší hodnoty strukturního parametru indexu lomu se turbulentní útlum blíží k nekonečnu a normovaný dostupný výkon se blíží k nule. Spoj se stejným dosahem a s komunikační vlnovou délkou 1550 nm vykazuje rozdíl mezi výsledky mezi MDV a RA přes 10 dB, což je podstatný rozdíl.

Spoj s dosahem 500 m a vlnovou délkou 850 nm nachází svou mez v použitelnosti metody dostupných výkonů při strukturním parametru indexu lomu přibližně při hodnotě $1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ při komunikační vlnové délce 1550 nm je tato mez posunuta k hodnotě $3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

Jak bude uvedeno v následující kapitole i Rytovova aproximace má své meze platnosti metody, které se pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity shodují s mezemi metody dostupného výkonu. Nyní si ovšem hned vypočítáme číselně maximální turbulentní útlum, který je Rytovova aproximace schopná v mezích platnosti určit.

O relativní varianci optické intenzity víme, že v mezích platnosti je její hodnota menší nebo rovná jedné, tedy platí vztah

$$\sigma_{I,rel}^2 = \sqrt{0,5} \cdot \sqrt{C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}} \leq 1. \quad (7.18)$$

Úpravou získáme následující vyjádření

$$\sqrt{C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}} \leq \frac{1}{\sqrt{0,5}}, \quad (7.19)$$

keré použijeme v rovnici pro vyjádření turbulentního útlumu vyjádřeného Rytovovou aproximací

$$\alpha_{turbulence} = 2 \cdot \sqrt{23,17} \cdot \sqrt{C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}}. \quad (7.20)$$

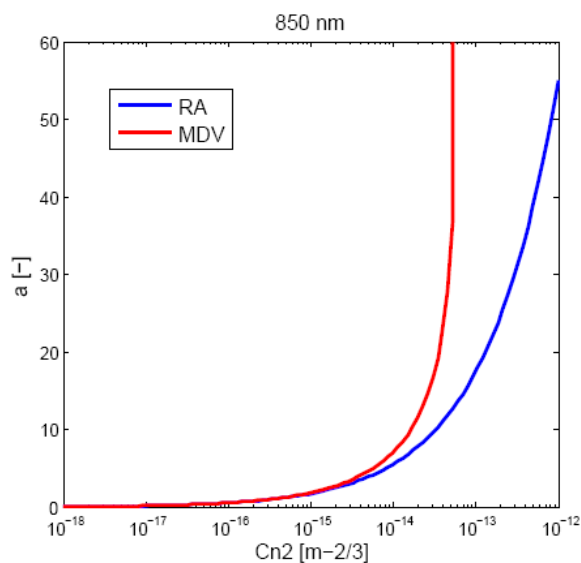
Výsledná maximální hodnota turbulentního útlumu určeného Rytovovou metodou je 13,62 dB. Díky této metodě vyšší hodnotu získat z principu nemůžeme, v opačném případě se nacházíme mimo mez platnosti dané metodiky.

$$\alpha_{turbulence} \leq 2 \cdot \sqrt{23,17} \cdot \frac{1}{\sqrt{0,5}} = 13,62 \text{ dB} \quad (7.21)$$

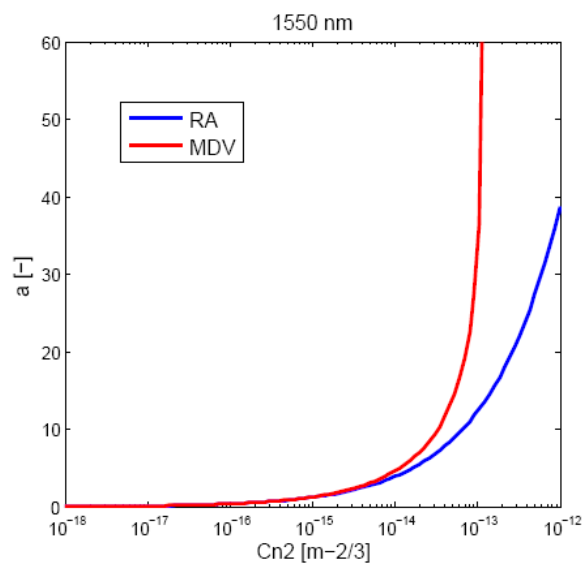
Pokud se tedy zaměříme na obě použité metody v mezích jejich platnosti, pak rozdíly mezi metodou dostupných výkonů a Rytovovou aproximací jsou řádově 20 dB pro trasu 500 m, což je již velmi markantní rozdíl mezi nejhorším možným turbulentním útlumem a průměrným turbulentním útlumem, proto by se právě nejhorší možný turbulentní útlum měl zahrnout do kalkulace energetické bilance optické bezkabelového spoje.

U spojů s dlouhým dosahem (Obrázek 7.19) – (Obrázek 7.22) se vzdáleností mezi vysílací optickou hlavicí a přijímací optickou hlavicí 1000 m a 2500 m pozorujeme velmi výrazné rozdíly mezi výsledky získané metodou dostupných výkonů a Rytovovou aproximací.

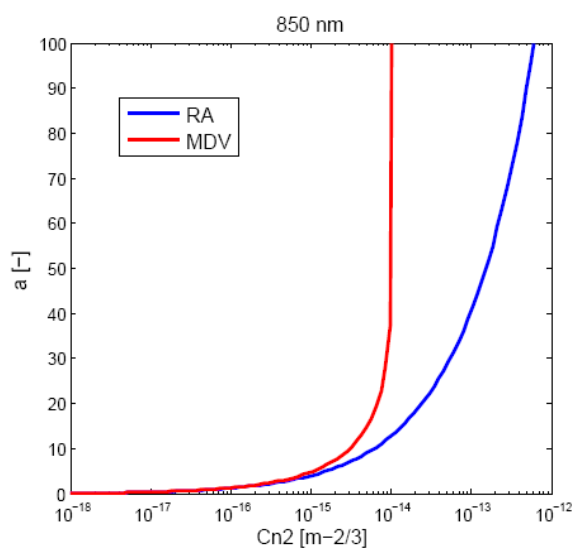
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



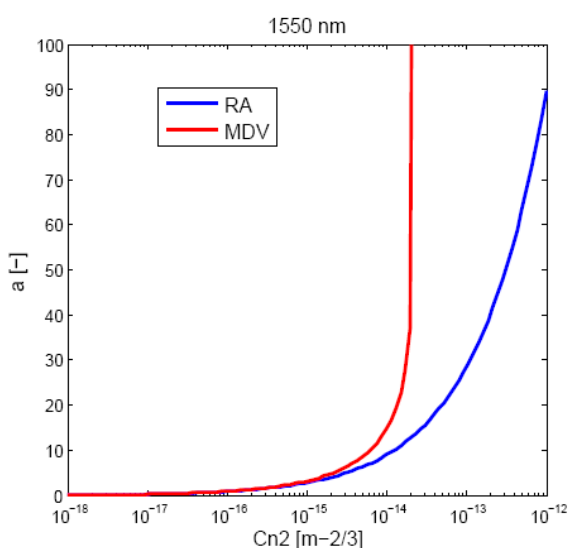
Obrázek 7.19 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 1000 m



Obrázek 7.20 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 1000 m



Obrázek 7.21 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 2500 m

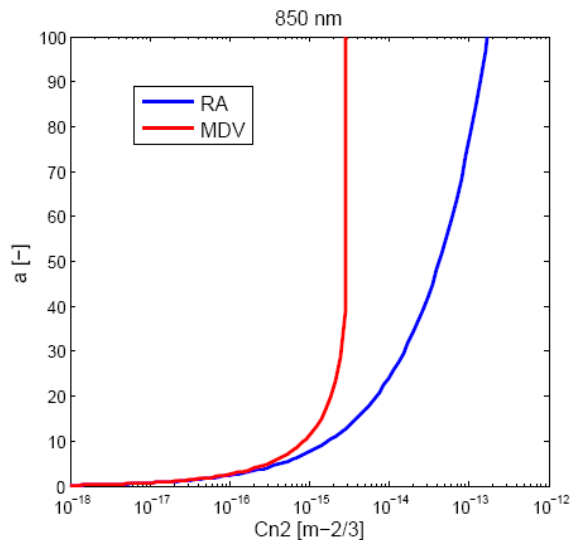


Obrázek 7.22 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 2500 m

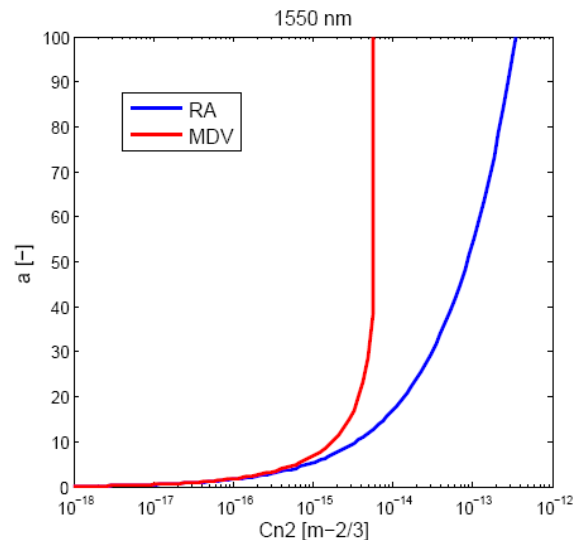
Optický bezkabelový spoj s dosahem 1000 m má svou mez platnosti při strukturálním parametru indexu lomu $5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ při vlnové délce 850 nm a pro vlnovou délku 1550 m se tato mez posune k hodnotě $1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. U optické bezkabelové linky s dosahem 2500 m je pro použití metody dostupných výkonů mezní strukturální parametr indexu lomu o hodnotě $1 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ pro vlnovou délku 850 nm a $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ pro 1550 nm.

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

Co se týká rozdílu mezi turbulentními útlumy udávanými jednotlivými metodami, pak v mezi platnosti obou metod rozdíl mezi turbulentními útlumy dosahuje až k jednotkám desítek dB.



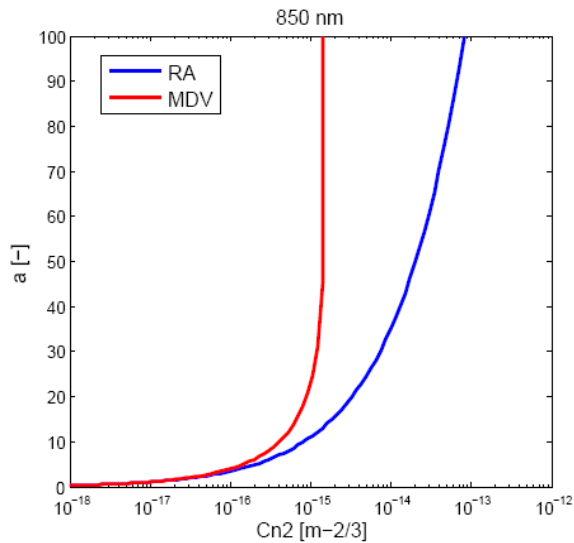
Obrázek 7.23 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 5000 m



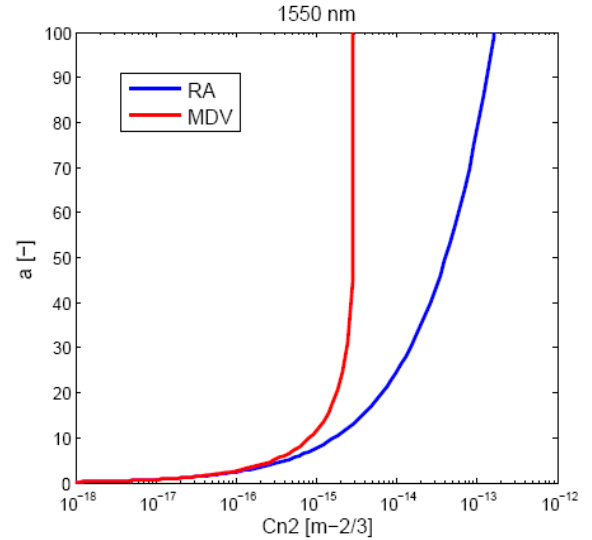
Obrázek 7.24 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 5000 m

Pokud se zaměříme na optické bezkabelové spoje s dlouhým dosahem, to je v našem případě vzdáleností mezi vysílací a přijímací jednotkou 5000 m, 7500m a 10000 m, pak pro spoj s dosahem 5000 m bude turbulentní útlum růst nade všechny meze při hodnotě strukturního parametru indexu lomu $3 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ pro vlnovou délku 850 nm a $7 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ pro vlnovou délku 1550 nm, při dosahu 7500 m bude tato hodnota $1 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ pro 850 nm a $3 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ pro 1550 nm, pro trasu 10000 m a vlnovou délku 850 nm je tento strukturní parametr indexu lomu roven $9 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ a $2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ pro vlnovou délku 1550 nm. Z výsledků tedy vyplývá, že u spojů s dlouhým dosahem začínají maximální možné turbulentní útlumy určené MDV růst nade všechny meze již při střední míře atmosférických turbulencí.

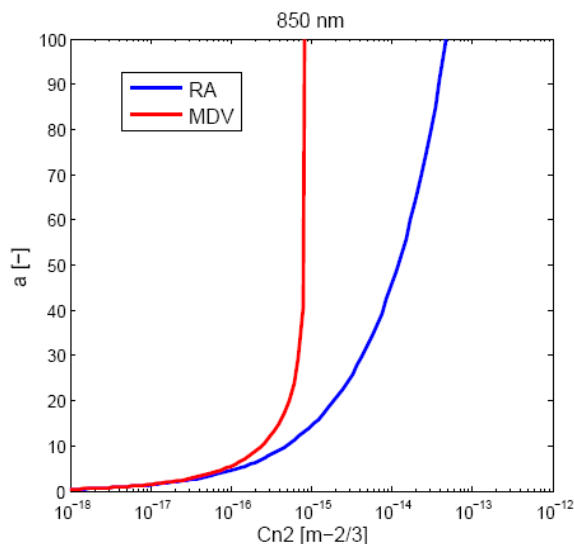
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



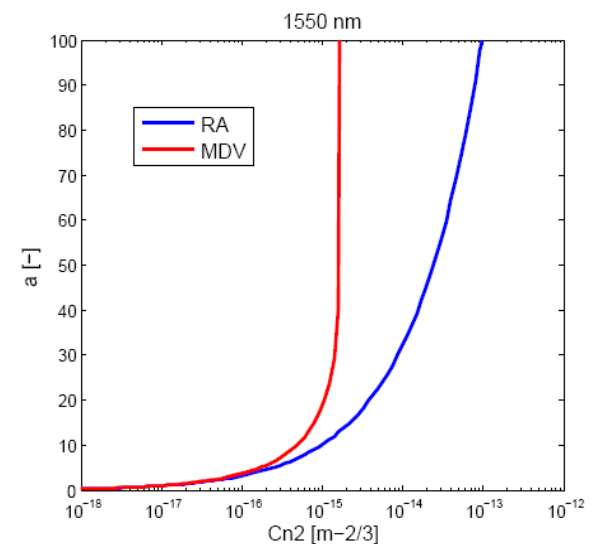
Obrázek 7.25 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 7500 m



Obrázek 7.26 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 7500 m



Obrázek 7.27 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 850 nm a délku trasy 10000 m



Obrázek 7.28 Porovnání výsledků turbulentního útlumu určeného pomocí MDV a RA pro vlnovou délku 1550 nm a délku trasy 10000 m

Pokud tedy budeme používat metodu dostupného výkonu za předpokladu rovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity v profilu laserového svazku pro určení turbulentního útlumu, pak musíme počítat s tím, že pro dlouhé trasy a vysokou míru atmosférických turbulencí budeme získávat nekonečné hodnoty maximálního možného turbulentního útlumu, což v praxi znamená, že v těchto případech nebudeme moci stanovit doporučený vysílací optický výkon.

Pokud se ale na problematiku podíváme z praktického hlediska, pak můžeme říci, že v našich zeměpisných podmínkách se běžně atmosférické přenosové prostředí s velmi vysokou a vysokou mírou atmosférických turbulencí nevyskytuje.

Střední a mírné atmosférické turbulence ovšem z atmosférického přenosového prostředí vyloučit nemůžeme a nemůžeme je ani zanedbávat, a proto tyto turbulence budou ovlivňovat optický svazek na všech trasách. Díky metodě dostupného výkonu určíme nejhorší možný turbulentní útlum, což však automaticky neznamená, že tato situace nastane. Pro delší trasy tedy budeme muset počítat s občasným výpadkem optického signálu a se sníženou dostupností v porovnání se spoji s krátkým dosahem.

7.2 Nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity

V literatuře a odborných publikacích se setkáváme s předpokladem rovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity $\sigma_{1,rel}^2$ v intenzitním profilu laserového svazku. Na základě vlastních experimentálních měření se však předpoklad rovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku nepotvrdil (Viz. kapitola 9. Experimentální výsledky).

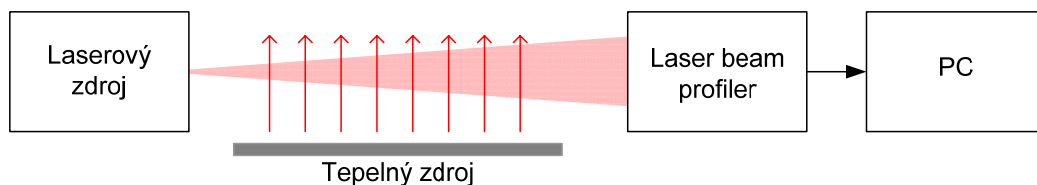
Nejdůležitější částí experimentálního pracoviště byl laser beam profiler (LBP). Na základě snímaných intenzitních profilů laserového svazku po průchodu turbulentním atmosférickým přenosovým prostředím byly vyhodnoceny relativní variance optické intenzity ve všech měřených bodech v profilu laserového svazku. Výsledná závislost relativní variance optické intenzity $\sigma_{1,rel}^2$ na směrnici k křivky intenzitního profilu laserového svazku měla narůstající charakter – zvolila jsem tedy exponenciální funkci pro popis dané charakteristiky z důvodu větší univerzálnosti, kdy nulové směrnici odpovídala relativní variance optické intenzity daná Rytovovou aproximací a s rostoucí směrnici k narůstala i relativní variance optické intenzity. Matematicky lze danou závislost vyjádřit následovně

$$\sigma_{1,rel}^2(k) = f(k) \cdot \sigma_{1,rel}^2 = f(k) \cdot 0,5 \cdot C_n^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda}\right)^{7/6} \cdot L^{11/6}, \quad (7.22)$$

kde $f(k)$ představuje funkci směrnice, pro kterou platí $f(k) \geq 1$ a lze ji uvést obecně v podobě

$$f(k) = a^{k+b} + c, \quad (7.23)$$

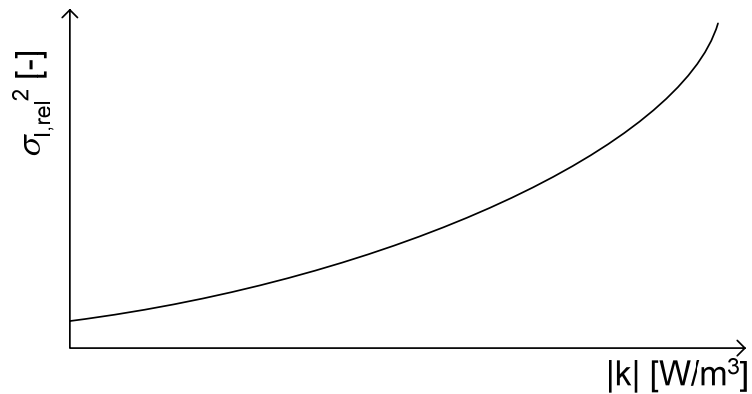
kde parametry a , b , c jsou závislé na strukturním parametru indexu lomu C_n^2 , vlnové délce optického záření λ a vzdáleností mezi vysílačem a přijímačem L .



Obrázek 7.29 Schéma pracoviště pro určení míry atmosférických turbulencí

Cílem této disertační práce není exaktní stanovení závislosti relativní variance optické intenzity na směrnici křivky intenzitního profilu. Rovněž v této práci nebude dané problematice věnována větší pozornost, protože tato problematika je sama o sobě příliš rozsáhlá a není zde prostor pro řešení zmíněného problému. Rozhodující je, že na základě experimentálních měření bylo zjištěno, že relativní variance optické intenzity je závislá na směrnici k .

Pro stanovení optimálního tvaru laserového svazku je podstatné zjištění, že experimenty indikují rostoucí trend – s rostoucí směrnicí k roste $\sigma_{i,rel}^2$. Díky tomuto poznatku lze stanovit optimální tvar laserového svazku s ohledem na minimalizaci vlivu atmosférických turbulencí projevujících se turbulentním útlumem optického výkonu.

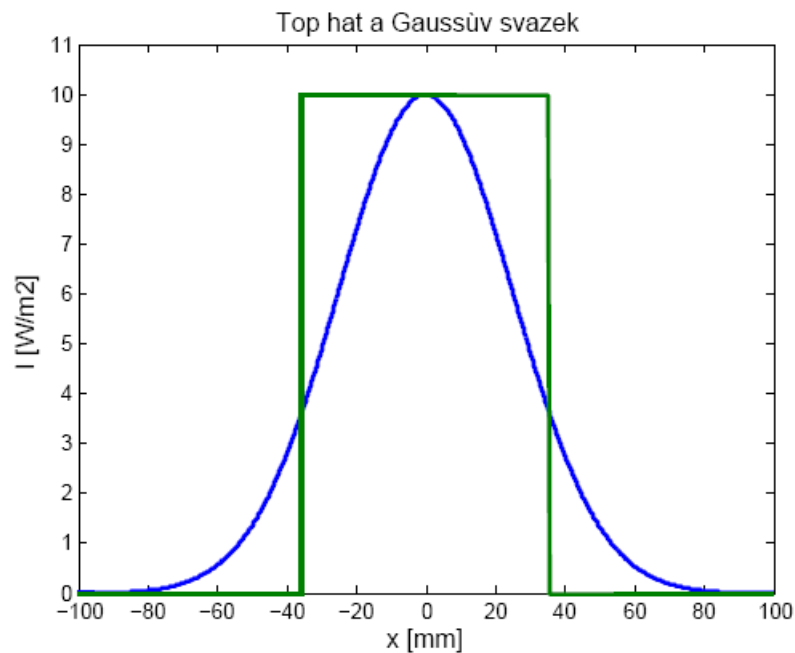


Obrázek 7.30 Závislost relativní variance optické intenzity na směrnicí křivky profilu laserového svazku

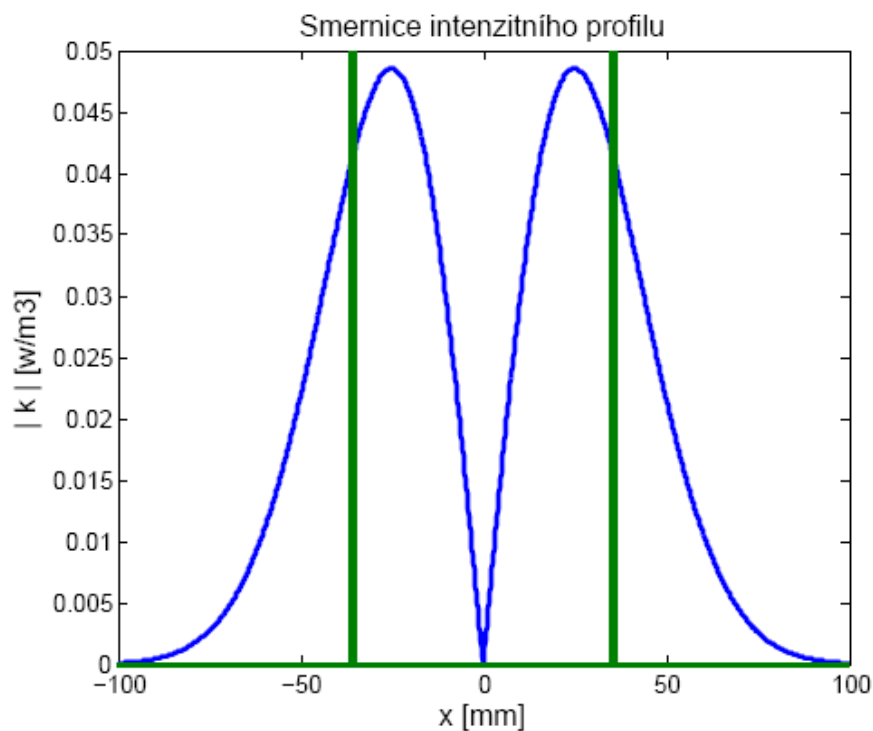
Pro stanovení optimálního tvaru laserového svazku je tedy nutné znát směrnice křivky intenzitního profilu. Toho dosáhneme derivací funkce intenzitního profilu – z pohledu teorie dostupných výkonů se jedná o derivaci funkce dostupného výkonu (Obrázek 7.32).

Pro začátek se zaměříme na svazek typu Top hat a Gaussův svazek (Obrázek 7.31). Abychom je porovnali, budeme požadovat, aby jejich optické výkony byly ekvivalentní. Rovnice (2.49) uvádí vztah mezi parametry těchto svazků. Pokud budeme uvažovat totožné hodnoty amplitud Gaussova a Top Hat svazku $I = A$, pak se nám vztah mezi pološířkou Gaussova svazku w a maximální šířkou Top hat svazku R zjednoduší do podoby

$$R = \frac{w}{\sqrt{2}}. \quad (7.24)$$

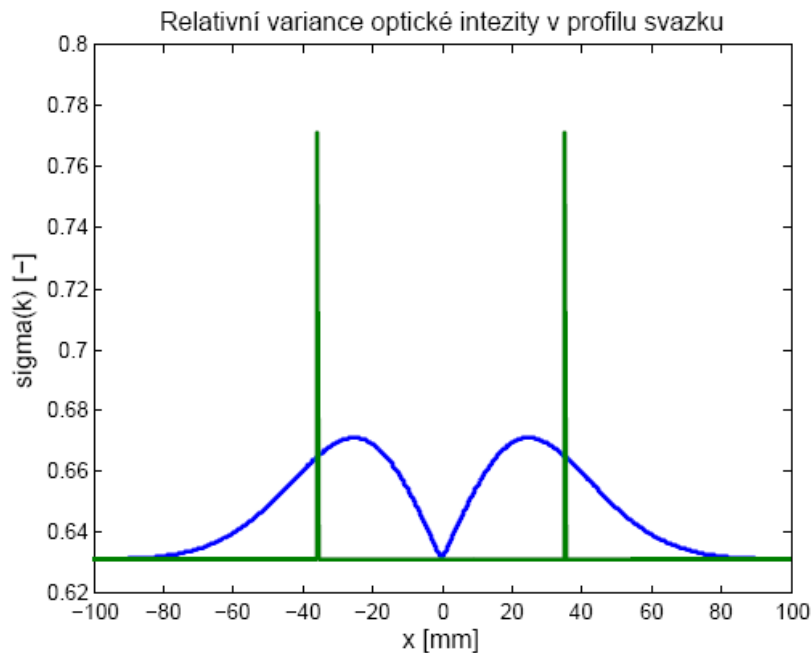


Obrázek 7.31 Intenzitní profily Gaussova svazku (modrý průběh) a Top hat svazku (zelený průběh)



Obrázek 7.32 Směrnice intenzitních profilů Gaussova svazku (modrý průběh) a Top hat svazku (zelený průběh)

Abychom zohlednili nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity v profilu laserového svazku, pak si pro názornost vykreslíme právě závislost relativní variance optické intenzity závislé na směrnici profilu svazku na x . Na následujícím obrázku (Obrázek 7.33) jsou zobrazené $\sigma_{I,rel}^2(k)$ pro Gaussov svazek a Top hat svazek.



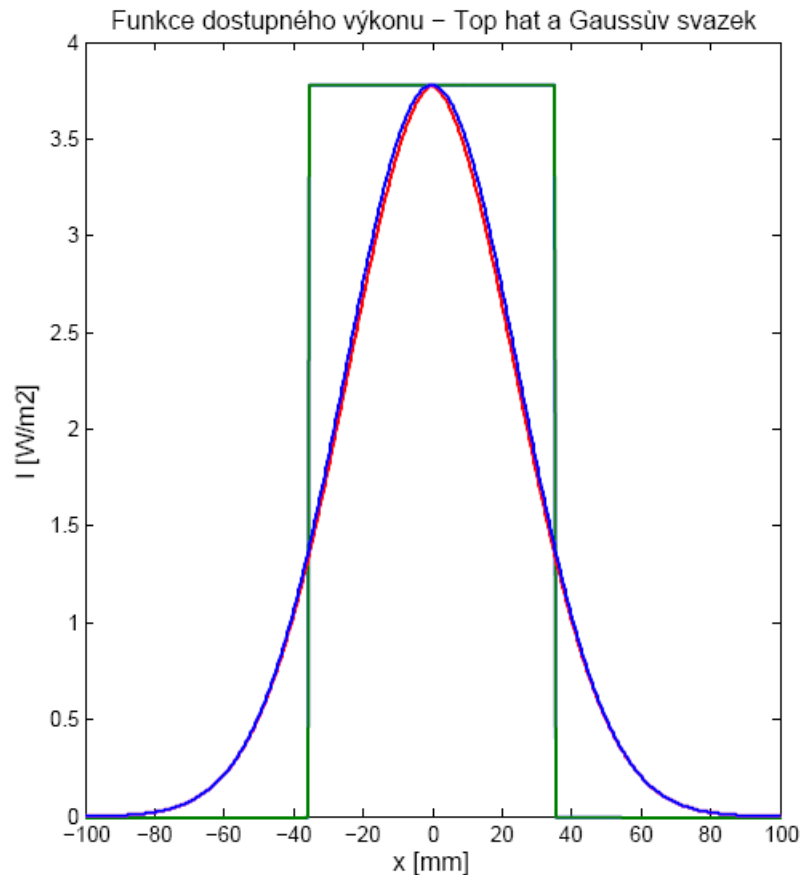
Obrázek 7.33 Rozložení relativní variance optické intezity v profilu Gaussova svazku (modrý průběh) a Top hat svazku (zelený průběh)

Nyní si můžeme vykreslit funkce dostupného výkonu Top hat a Gaussova svazku pro nerovnoměrné (exponenciální) rozložení relativní varianci optické intezity $\sigma_{\text{rel}}^2(k)$. Pro přehlednost si zobrazíme i funkce dostupného výkonu zmíněných svazků i pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intezity σ_{rel}^2 .

Na (Obrázek 7.34) jsou vykreslené zmíněné funkce dostupného výkonu. Z výsledků je patrné, že u svazku typu Top hat nedojde k pozorovatelné změně. Naproti tomu u Gaussova svazku vidíme rozdíly mezi funkcemi dostupného výkonu. Při nerovnoměrném rozložení relativní variance optické intezity (červený průběh) dojde k poklesu funkce dostupného výkonu oproti rovnoměrnému rozložení (modrý průběh).

Na základě zjištěných poznatků můžeme tedy říct, že pokud budeme brát v úvahu svazek Top hat, pak funkce směrnice $f(k)$ není u tohoto svazku podstatná, protože se zde nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intezity neprojeví, protože v ideálním případě je směrnice Top hat svazku minimální a skokové změny mají šířku blížící se k nule. Z principu tedy ideální svazek typu Top hat je zároveň optimálním typem svazku s ohledem na minimalizaci vlivu atmosférických turbulencí.

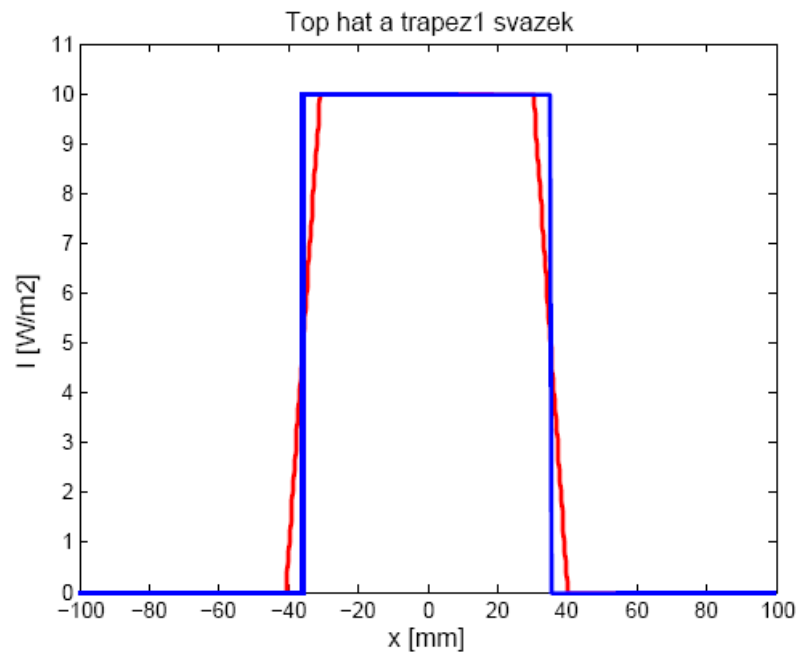
V praxi je generace ideálního Top hat svazku zatím nereálná, proto nyní zastoupíme ideální Top hat svazek trapézovým intenzitním profilem.



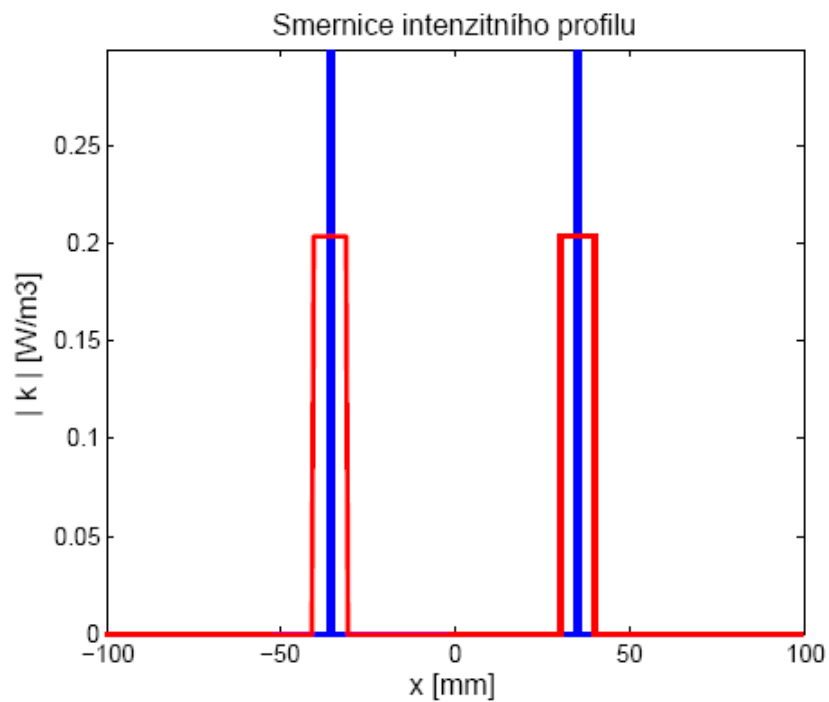
Obrázek 7.34 Funkce dostupného výkonu Top hat svazku (zelený průběh) a Gaussova svazku pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (modrý průběh) a pro nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (červený průběh)

Pro tři různé energeticky ekvivalentní trapézové profily prozkoumáme rozdíly mezi funkcemi dostupných výkonů. Pro názornost je porovnáme se svazkem Top hat. Na (Obrázek 7.35), (Obrázek 7.38) a (Obrázek 7.41) jsou vykresleny intenzitní profily trapézových svazků a Top hat svazku. Směrnice jednotlivých křivek jsou zobrazeny na (Obrázek 7.36), (Obrázek 7.39) a (Obrázek 7.42). Funkce dostupných výkonů jednotlivých svazků jsou uvedeny na (Obrázek 7.37), (Obrázek 7.40) a (Obrázek 7.43), pro názornost jsou zde ukázány nejen dostupné funkce nerovnoměrně rozložených relativních variancí optické intenzity, ale i ty rovnoměrné.

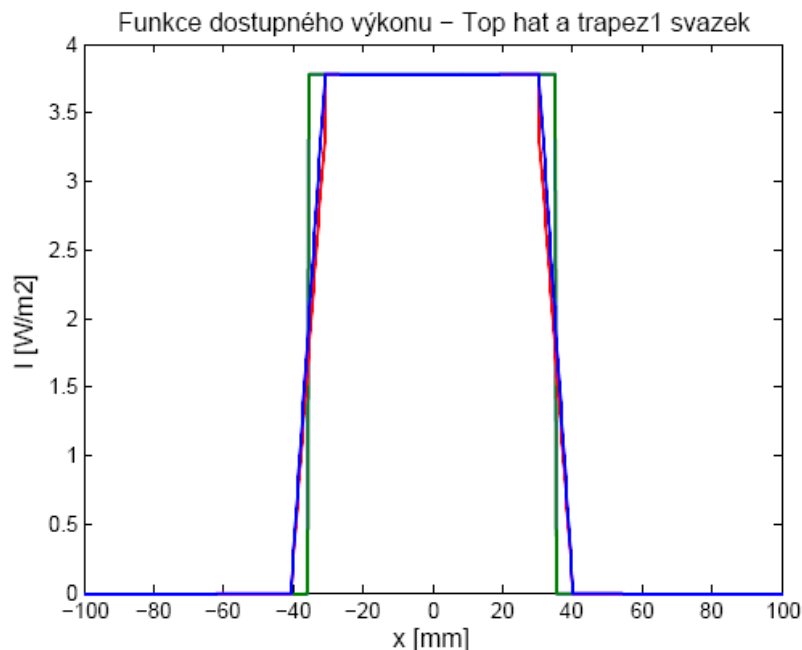
Pro první trapéz jsme zvolili velmi krátký náběh na úroveň maximální optické intenzity.



Obrázek 7.35 Intenzitní profily Top hat svazku (modrý průběh) a trapez 1 svazku (červený průběh)

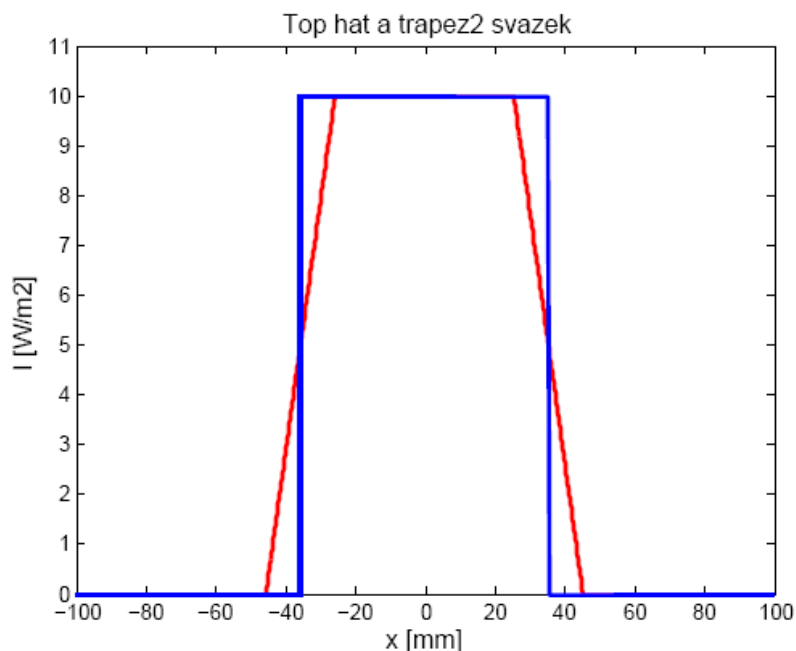


Obrázek 7.36 Směrnice intenzitních profilů Top hat svazku (modrý průběh) a trapez 1 svazku (červený průběh)

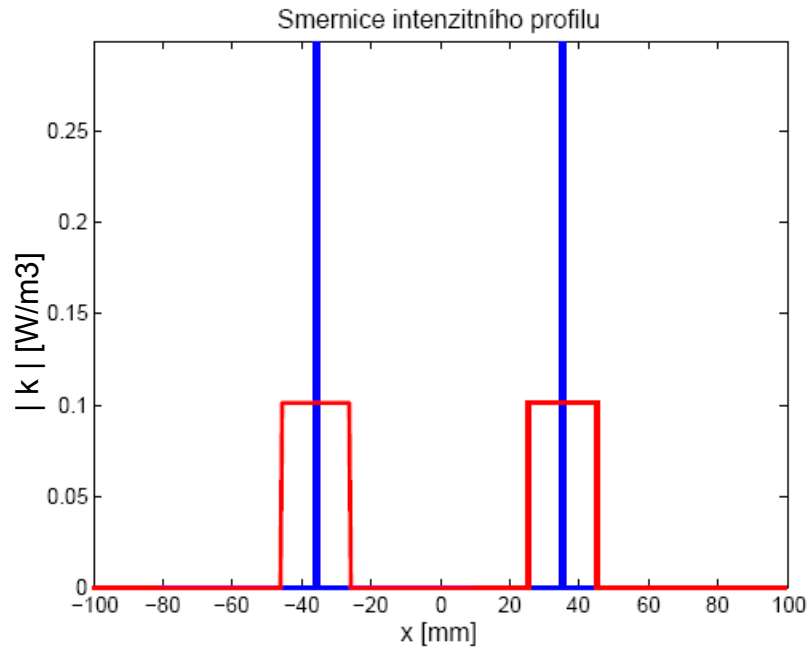


Obrázek 7.37 Funkce dostupného výkonu Top hat svazku (zelený průběh) a trapéz 1 svazku pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (modrý průběh) a pro nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (červený průběh)

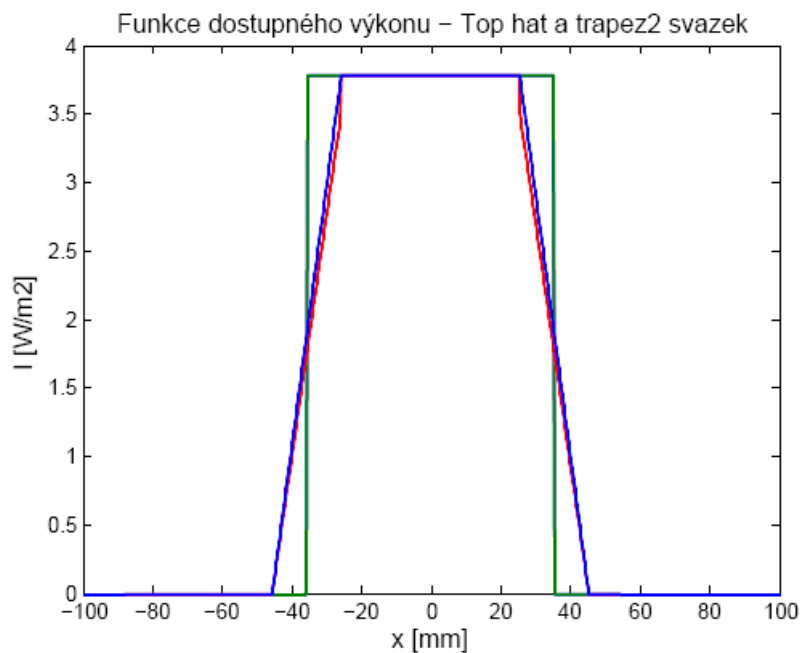
U druhého trapézu je náběh hrany již delší, tedy očekáváme, že se výsledná funkce dostupného výkonu bude více lišit od dostupné funkce pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity než v prvním případě.



Obrázek 7.38 Intenzitní profily Top hat svazku (modrý průběh) a trapéz 2 svazku (červený průběh)

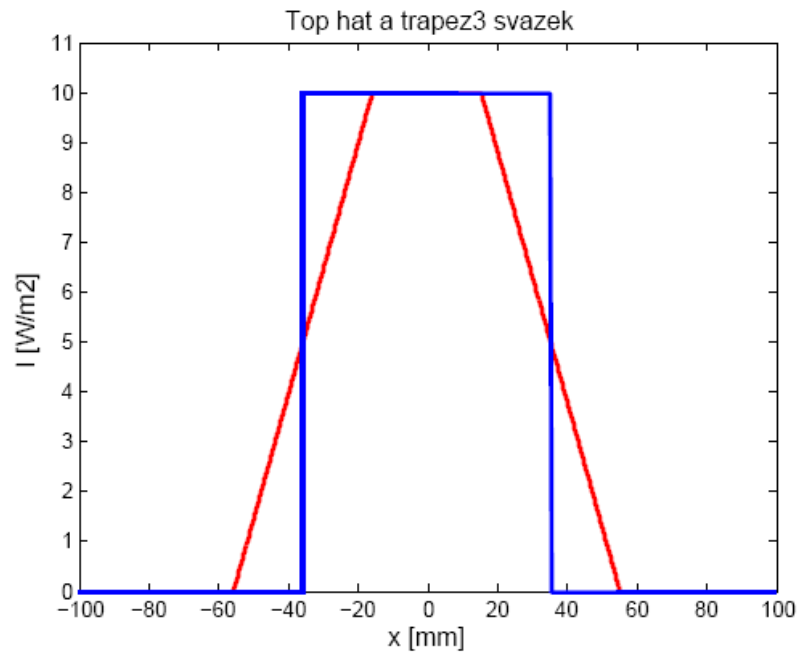


Obrázek 7.39 Směrnice intenzitních profilů Top hat svazku (modrý průběh) a trapéz 2 svazku (červený průběh)

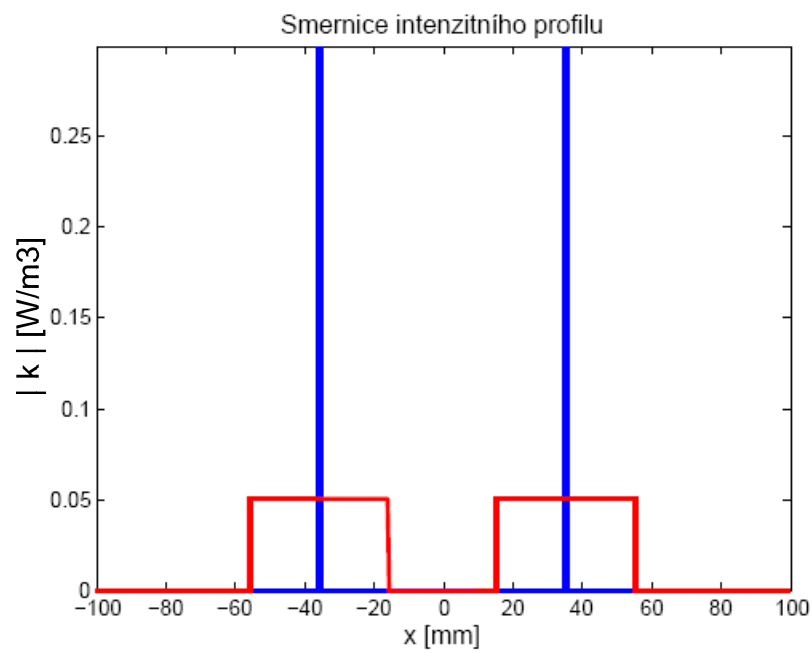


Obrázek 7.40 Funkce dostupného výkonu Top hat svazku (zelený průběh) a trapéz 2 svazku pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (modrý průběh) a pro nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (červený průběh)

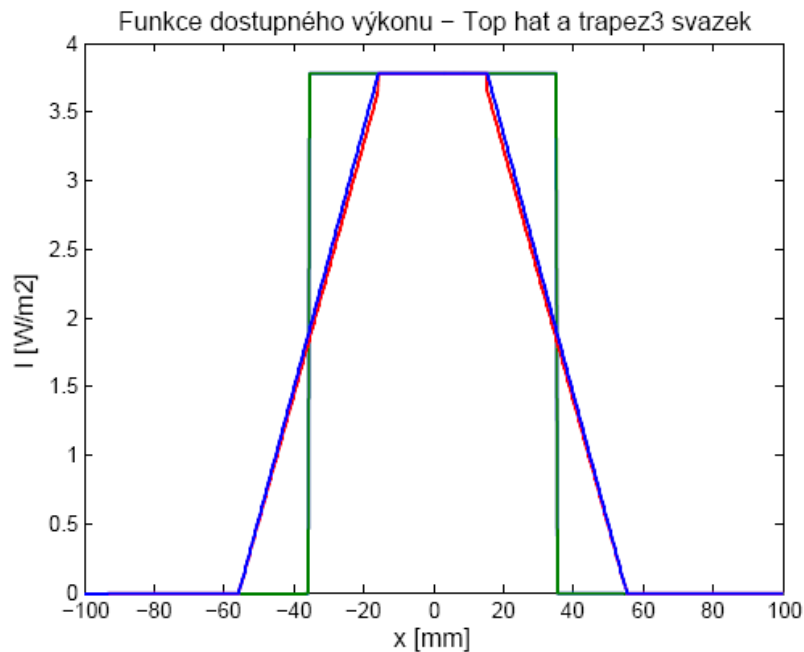
V posledním případě je náběhová hrana nejdelší, tedy očekáváme nejvýznamnější rozdíl v porovnání s prvním a druhým trapézem.



Obrázek 7.41 Intenzitní profily Top hat svazku (modrý průběh) a trapéz 3 svazku (červený průběh)



Obrázek 7.42 Směrnice intenzitních profilů Top hat svazku (modrý průběh) a trapéz 3 svazku (červený průběh)



Obrázek 7.43 Funkce dostupného výkonu Top hat svazku (zelený průběh) a trapéz 3 svazku pro rovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (modrý průběh) a pro nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity (červený průběh)

Abychom objektivně zhodnotili rozdíly mezi funkcemi dostupných výkonů, pak tedy vyčíslíme tento rozdíl pomocí parametru $\Delta(k)$, který určíme následovně

$$\Delta(k) = S_{DV, norm} - S_{DV, norm}(k), \quad (7.25)$$

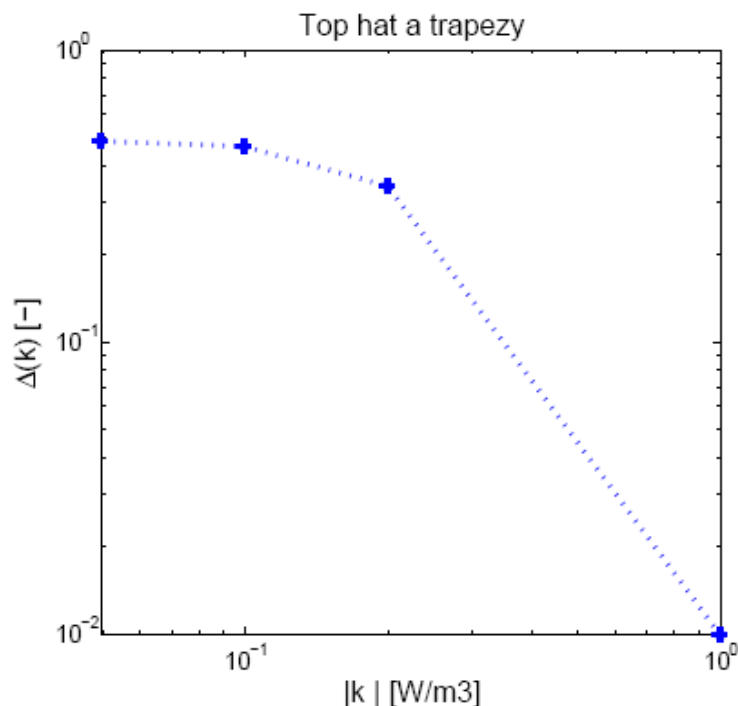
kde $S_{DV, norm}$ představuje plochu dostupného výkonu při rovnoměrném rozložení relativní variance optické intenzity a $S_{DV, norm}(k)$ je plocha dostupného výkonu při nerovnoměrném rozložení relativní variance optické intenzity.

Výsledné parametry $\Delta(k)$ závislé na k jsou pro jednotlivé tvary optických svazků v následující tabulce (Tabulka 7.1).

Tabulka 7.1 Vztah parametru $\Delta(k)$ na směrnici křivky intenzitního profilu

Typ svazku	Top hat	Trapéz 1	Trapéz 2	Trapéz 3
k [W/m^3]	1	0,2	0,1	0,05
$\Delta(k)$ [-]	0,01	0,34	0,46	0,49

Grafické znázornění závislosti parametru $\Delta(k)$ na směrnici přímky čtyř intenzitních profilů je zobrazeno na (Obrázek 7.44). Z výsledku je zřejmé, že s klesající směrnici přímky k narůstá parametr $\Delta(k)$, který v sobě obsahuje informaci o odolnosti daného tvaru svazku proti atmosférickým turbulencím. S rostoucím náklonem hran trapézového tvaru svazku klesá jeho odolnost proti turbulencím. Ze všech tvarů optických svazků je Top hat nejvhodnější (Tabulka 7.4). Pro porovnání v další části uvedeme tabulku s přehledem dalších tvarů svazků a jejich parametr $\Delta(k)$.



Obrázek 7.44 Závislost parametru $\Delta(k)$ na směrnici křivky intenzitního profilu u vybraných typů optických svazků

Kromě Gaussova svazku, Top hat svazku a trapézových intenzitních profilů jsme zkoumali i energeticky ekvivalentní svazky se sinusovými profily (Tabulka 7.2) a s profilem x^2 , x^4 , x^6 , x^8 a x^{10} (Tabulka 7.3).

Tabulka 7.2 Parametry $\Delta(k)$ pro svazky se sinusovým rozložením optické intenzity

Typ svazku	$\sin x$	$\sin 2x$	$\sin 3x$	$\sin 4x$	$\sin 5x$	$\sin 6x$
$\Delta(k)$ [-]	0,56	0,76	0,92	1,06	1,19	1,31

Tabulka 7.3 Parametry $\Delta(k)$ pro svazky s kvadratickým rozložením optické intenzity

Typ svazku	x^2	x^4	x^6	x^8	x^{10}
$\Delta(k)$ [-]	0,49	0,37	0,34	0,32	0,29

Výsledné parametry $\Delta(k)$ ukazují vhodnost použití jednotlivých intenzitních profilů v turbulentním atmosférickém přenosovém prostředí. Nejnižší hodnotu $\Delta(k)$ vykazuje svazek Top hat, nejvyšší hodnotu z uvedených svazků vidíme u svazku s profilem $\sin 6x$.

Z výše uvedených parametrů $\Delta(k)$ můžeme usoudit, že svazky, které vykazují rovnoměrné rozložení optické intenzity v profilu laserového svazku, jsou vhodné pro využití v optických bezkabelových komunikacích.

Pro názornost uvádíme v následující tabulce přehled zkoumaných teoretických intenzitních profilů laserových svazků seřazených podle parametru $\Delta(k)$. Ostatní zmíněné intenzitní profily jsou zobrazeny v příloze.

Tabulka 7.4 Přehled optických svazků a jejich parametru $\Delta(k)$

Tvar svazku	$\Delta(k)$
Top hat	0,01
x^{10}	0,29
x^8	0,32
Trapéz 1	0,34
x^6	0,34
x^4	0,38
Trapéz 2	0,46
Trapéz 3	0,49
x^2	0,49
$\sin x$	0,56
Gauss	0,63
$\sin 2x$	0,76
$\sin 3x$	0,92
$\sin 4x$	1,06
$\sin 5x$	1,19
$\sin 6x$	1,31

7.3 Závěr

Díky mnoha experimentům v laboratoři a pozorování intenzitních profilů laserových svazků po průchodu turbulentní atmosférou jsem se zaměřila na problematiku vyhodnocování míry atmosférických turbulencí na základě analýzy intenzitního profilu.

Na základě experimentálních měření laserových svazků v turbulentním atmosférickém přenosovém prostředí jsem navrhla novou metodiku určování turbulentního útlumu, kterou jsem pojmenovala metodou dostupných výkonů. Tato nová metoda jako jediná pracuje s intenzitním profilem laserového svazku. Jejím výstupem je údaj o nejhorším možném turbulentním útlumu při dané míře atmosférických turbulencí. Znalost nevyššího turbulentního útlumu je užitečnou informací při navrhování optického bezkabelového spoje ve vybrané lokalitě s ohledem na požadovanou maximální chybovost spoje. Toto tvrzení vychází z faktu, že chybovost má vztah k odstupu signálu od šumu. Metoda dostupných výkonů jsem publikovala v časopise *Journal of Telecommunications and Information technology* [54]. Dílčí části této metody byly publikovány na významných světových konferencích – *Spie Europe* – *Photonics Europe* [16] a *Radioelektronika 2009* [53] s kladnými ohlasy v diskusích.

Metoda dostupných výkonů se vyznačuje tím, že v případě dosažení meze platnosti metody roste turbulentní útlum nade všechny meze. V případě Rytovovy aproximace si musíme mez platnosti metody dopočítat, proto se občas i v odborných přednáškách a publikacích stává, že autoři uvádějí útlumy větší než je mez platnosti metody. Stává se tak, protože u Rytovovy aproximace není tato mez ničím nápadná.

Číselně jsem určila maximální turbulentní útlum, který je v mezích platnosti Rytovovy aproximace. Tato hodnota útlumu dosahuje hodnoty 13,62 dB.

Na základě experimentálních měření se nepotvrdil předpoklad rovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku. Díky několika měřením jsem dospěla k závěru, že relativní variance optické intenzity laserového svazku záleží na směrnici intenzitního profilu v místě měření. Podle experimentálních výsledků s rostoucí směrnicí k narůstá i relativní variance optické intenzity. V současné době není přesně tato funkce známá, přesto jsem v práci pro názornost použila exponenciální funkci. Problematika určování této funkce je velmi rozsáhlá, protože je závislá na vlnové délce optického zdroje, míře atmosférických turbulencí (strukturní parametr indexu lomu) a vzdáleností mezi optickým vysílačem a přijímačem. Parametry funkce směrnice nejsou v této disertační práci vyřešeny, podstatné je však zjištění, že rozložení relativní variance optické intenzity v laserovém svazku bude nerovnoměrné, pokud směrnice intenzitního profilu laserového svazku bude nenulová.

Díky tomuto zjištění můžeme stanovit optimální tvar laserového svazku pro minimalizaci vlivu atmosférických turbulencí. Na základě analýzy jednotlivých tvarů svazků jsem došla k závěru, že laserový svazek typu Top hat je nejvhodnější pro použití v turbulentní oblasti atmosférického přenosového prostředí. Je tedy vhodné používat laserové svazky s „plochým“ intenzitním profilem. „Ostré“ intenzitní profily budou mít díky nerovnoměrnému rozložení relativní variance optické intenzity větší turbulentní útlum než energeticky ekvivalentní „ploché“ laserové svazky.

Odpovědí na otázku, jaký je optimální tvar laserového svazku v turbulentní atmosféře, je Top hat svazek.

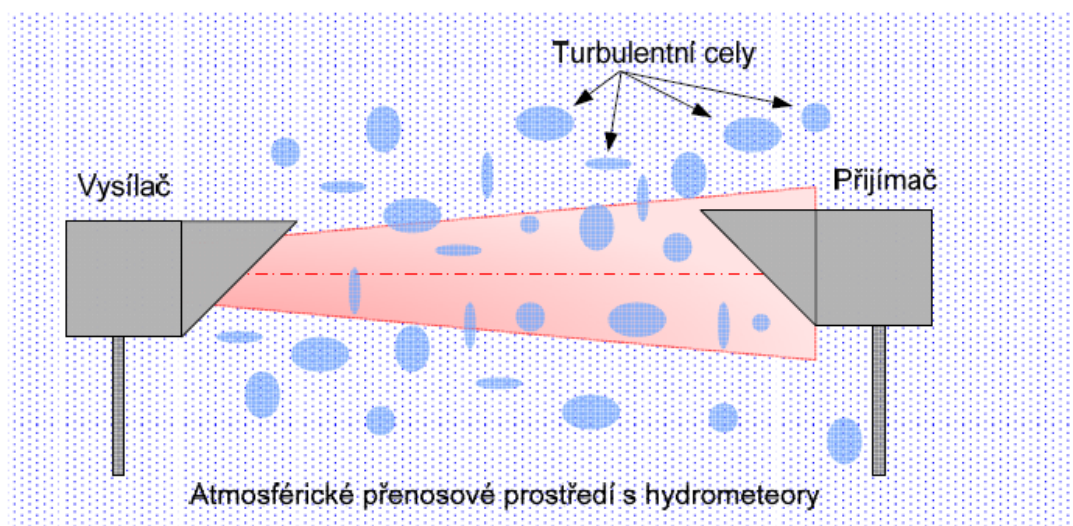
8 Model atmosférického přenosového prostředí

Pro vypracování modelu atmosférického přenosového prostředí charakterizujícího přenos optických svazků ve volném prostoru je potřeba stanovit, jaké situace mohou reálně nastat. Již v předchozích kapitolách byly uvedeny a popsány jevy, které v atmosférickém přenosovém prostředí ovlivňují optické svazky. Pro sestavení modelu atmosférického přenosového prostředí tedy musíme mít na paměti zejména útlum na aerosolech, turbulentní útlum a šum pozadí.

8.1 Relevantní jevy v atmosférickém přenosovém prostředí

Šum pozadí můžeme díky interferenčnímu filtru na přijímací straně téměř eliminovat. Vhodným nasměrováním optického bezkabelového spoje lze vliv šumu pozadí snížit na minimum. Potřebné je zabezpečit, aby přijímací optická hlavice nebyla směřována ke zdroji „parazitního“ optického záření, ať už se jedná o Slunce nebo jiný optický zdroj. Po uvážení vlivu šumu pozadí lze vyloučit tento šum z komplexního modelu atmosférického přenosového prostředí díky tomu, že jej můžeme eliminovat vhodnou konstrukcí a vhodným umístěním optického bezkabelového spoje.

V případě, že optický bezkabelový spoj bude provozován v atmosférickém přenosovém prostředí (existují i OBS ve vesmíru), musíme vždy počítat s útlumem na aerosolech, případně na jiných částicích na trase, např. na částicích prachu (Obrázek 8.1).



Obrázek 8.1 Atmosférické přenosové prostředí s hydrometeory a turbulentními celami

Při provozování spoje se nevyhne atmosférickým turbulencím, které jsou v různé míře přítomné v celém atmosférickém přenosovém prostředí. Pokud navrhne komplexní model atmosférického přenosového prostředí pro optickou oblast spektra,

pak do něj musíme zakomponovat turbulentní útlum a útlumy způsobené hlavně hydrometeory a prachovými částicemi. Ostatní jevy můžeme díky vhodné konstrukci optického bezkabelového spoje zanedbat.

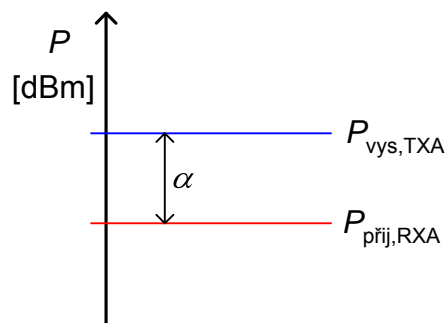
8.2 Způsob určení parametrů atmosférického přenosového prostředí

V předchozích kapitolách jsem se zabývala energetickou bilancí, modifikovanou energetickou bilancí optického spoje, atmosférickým útlumem a atmosférickými turbulencemi. Následující rozbor bude vycházet z těchto poznatků.

Pro názornost považuji za vhodné uvést následující ilustrativní obrázky Gaussova svazku (Obrázek 8.3) a Top hat svazku (Obrázek 8.4).

Na (Obrázek 8.3) je vykreslen energeticky ekvivalentní intenzitní profil kruhově symetrického vysílaného Gaussova svazku transformovaného do roviny přijímače (modrý tečkovaný průběh) a kruhově symetrický Gaussův svazek v rovině přijímače (modrý spojitý průběh). Pokud porovnáme oba tyto průběhy, dojdeme k závěru, že přijatý svazek je utlučený a fluktuuje. Scintilace je projevem atmosférických turbulencí a atmosférický útlum vzniká díky hydrometeorům a prachovým částicím v atmosférickém přenosovém prostředí, rovněž se na něm podílí svou částí atmosférické turbulence. Útlum šířením dokážeme stanovit z délky optické trasy a parametrů svazku. V případě, že je optický svazek současně tlumen jak aerosoly, tak turbulencemi, můžeme díky klasickým metodám určování útlumu stanovit průměrný celkový útlum optického svazku, ale nedokážeme exaktně stavit míru, jakou se na útlumu podílí atmosféra s hydrometeory a prachem a jakou mírou se podílí atmosférické turbulence.

Pokud se zaměříme na metodu dostupných výkonů, pak pomocí funkce dostupného výkonu určíme minimální dostupný výkon. Metodou dostupných výkonů si pomůžeme i v následujícím kroku. Určíme maximální dostupný výkon (kapitola 7). Tento maximální dostupný výkon by měl odpovídat optickému výkonu přijatému v rovině přijímače RXA v případě atmosféry bez výskytu turbulencí. Dokážeme tedy najít hranici mezi útlumem způsobeným aerosoly a turbulencemi. Rozdíl mezi maximálním dostupným výkonem na RXA a vyslaným výkonem (Obrázek 8.2) bude připadat na útlum šířením a útlum na hydrometeorech a prachových částicích.



Obrázek 8.2 Vyslaný optický výkon $P_{\text{vys, TXA}}$ a přijatý optický výkon $P_{\text{prij, RXA}}$ v energetickém bilančním grafu, kde α představuje celkový útlum, za předpokladu $\text{TXA} = \text{RXA}$

Útlum šířením určíme známým způsobem (3.2) a z útlumu na aerosolech pak určíme vlastnosti atmosférického přenosového prostředí, kdy opět využijeme poznatky uvedené v kapitole 4.1 Útlum.

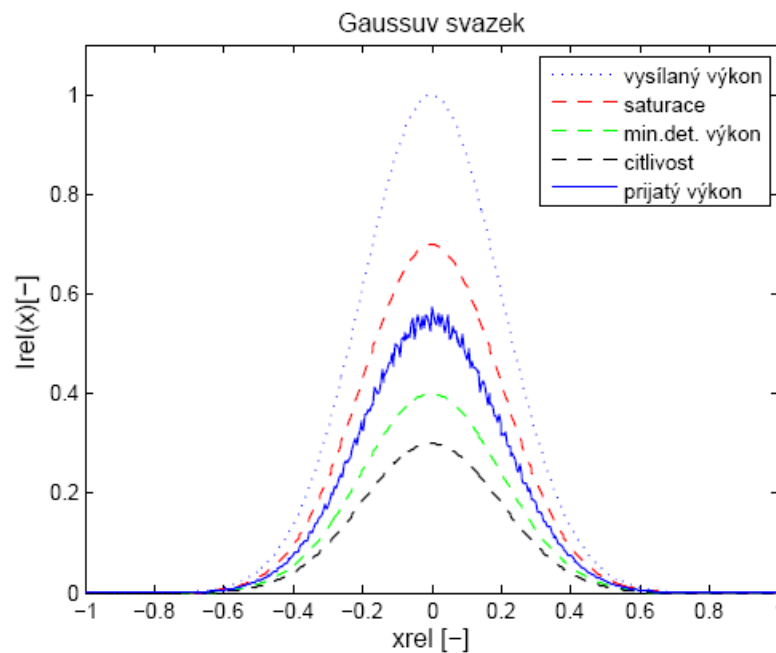
Pro ujasnění rozdělím tento postup do několika názorných kroků:

1. Záznam intenzitního profilu laserového svazku v rovině vysílače TXA a zjištění jeho celkového výkonu.
2. Záznam intenzitního profilu laserového svazku v rovině přijímače RXA po dostatečně dlouhou dobu.
3. Určení lokálních minim v rovině přijímače RXA pro časový interval daný délkou záznamu v intenzitním profilu laserového svazku, stanovení funkce dostupného výkonu a výpočet dostupného výkonu laserového svazku.
4. Určení lokálních maxim v rovině přijímače RXA pro časový interval daný délkou záznamu v intenzitním profilu laserového svazku, stanovení maximální funkce dostupného výkonu (horní turbulentní hraniční křivka) a výpočet maximálního dostupného výkonu laserového svazku. Hodnota maximálního dostupného výkonu laserového svazku odpovídá výkonové úrovni laserového svazku v případě atmosféry bez atmosférických turbulencí.
5. Výpočet útlumu šířením.
6. Od vysílaného optického výkonu odečteme útlum šířením a maximální dostupný výkon, pak získáme informaci o útlumu způsobeném aerosoly v atmosférickém přenosovém prostředí.
7. Na základě znalostí Kimova, Kruseova, Al Naboulsieho a ostatních vztahů zpětně určíme parametry atmosférického přenosového prostředí jako je meteorologická viditelnost nebo množství srážek.
8. Díky znalosti dostupného výkonu laserového svazku a maximálního dostupného výkonu laserového svazku jsme schopni pomocí metody dostupných výkonů určit míru atmosférických turbulencí – strukturní parametr indexu lomu.
9. Překontrolujeme, zda je dostupný výkon vyšší než minimální detekovatelný výkon přijímače a maximální dostupný výkon nižší než je úroveň saturačního výkonu přijímače. V případě, že jsou obě podmínky dodrženy, pak pro daný stav atmosférického přenosového prostředí máme zaručený příjem optického signálu s danou chybovostí.

Samozřejmě můžeme postupovat i obráceným způsobem. Díky dohledoměru jsme schopni změřit meteorologickou viditelnost atmosférického přenosového prostředí, scintilometrem změříme strukturní parametr indexu lomu optické trasy. Zjistíme si vysílací optický výkon optického spoje. Vypočítáme útlum šířením, útlum na hydrometeorech a prachových částicích. Pokud od vysílaného výkonu odečteme útlum šířením a útlum na částicích, pak získáme hodnotu maximálního dostupného výkonu. Pro danou míru atmosférických turbulencí (strukturní parametr indexu lomu) jsme schopni metodou dostupného výkonu určit funkci dostupného výkonu a dostupný výkon samotný. Opět překontrolujeme, zda maximální funkce dostupného výkonu je nižší než saturační úroveň optického přijímače a dostupný výkon je vyšší než minimální

detekovatelný výkon. Pokud budou dodrženy tyto podmínky, pak bychom měli při daném stavu atmosférického přenosového prostředí přijímat optický signál, který nebude mít horší chybovost, než jsme si zvolili.

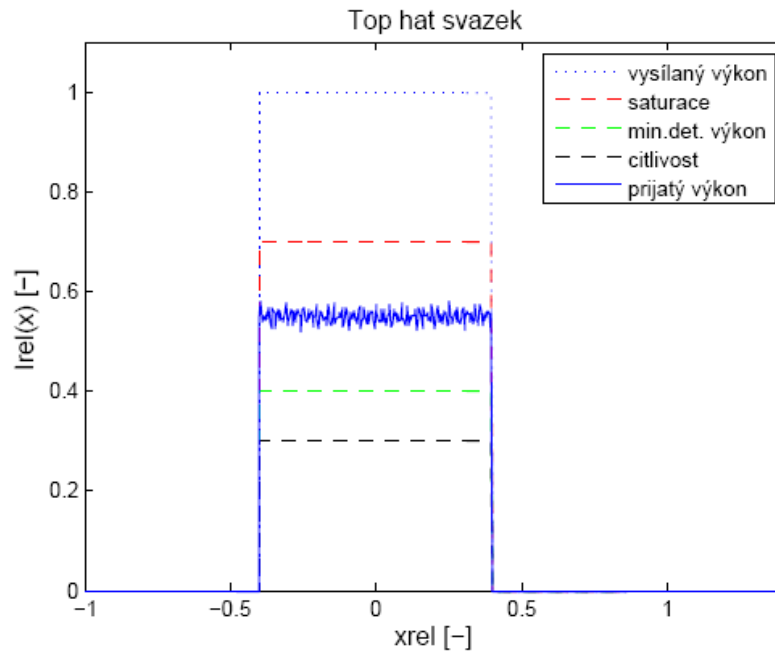
V případě použití Gaussova svazku je zapotřebí počítat s nerovnoměrným rozložením relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku. Tato charakteristika nebyla doposud podrobně zkoumána (je závislá na strukturním parametru indexu lomu, délce optické trasy, vlnové délce použitého optického zdroje a bude cílem dalšího zkoumání). Pokud budeme počítat se zmíněným nerovnoměrným rozložením, pak můžeme očekávat v místech nárůstu směrnice křivky intenzitního profilu nižší funkci dostupného výkonu.



Obrázek 8.3 Závislost normované intenzity $I(x)$ na ose x – ilustrativní obrázek pro Gaussov svazek

V ilustrativním obrázku jsem vykreslila i hraniční intenzitní profily Gaussova svazku. V případě, že by dopadající svazek odpovídal červené čárkované charakteristice, pak bychom se nacházeli na hranici saturace, zelený čárkovaný průběh značí hranici minimálního detekovatelného výkonu, kde je zaručená požadovaná chybovost optického bezkabelového spoje, a černá čárkovaná charakteristika představuje hranici citlivosti vybraného detektoru. Je nutno mít na paměti, že daný obrázek je ilustrativní, ve skutečnosti se dané výkonové úrovně liší o řády, což by vykresleno v reálném měřítku nebylo tak názorné.

Na následujícím (Obrázek 8.4) je zobrazen obdobný ilustrační obrázek jako v předchozím případě. Tentokrát se jedná ideální kruhově symetrický svazek Top hat. Jak již bylo zmíněno dříve, velkou výhodou tohoto typu svazku je, že u něj díky konstantní směrnici křivky intenzitního profilu nepozorujeme nerovnoměrné rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku.



Obrázek 8.4 Závislost normované intenzity $I(x)$ na ose x – ilustrativní obrázek pro Top hat svazek

8.3 Platnosti metod pro určení útlumu na aerosolech

Při stanovení meze platnosti jednotlivých metod určování útlumu v atmosférickém přenosovém prostředí na aerosolech jsem narazila pouze na omezení vstupních parametrů u Al Naboulsieho metody. Tato metoda určení útlumu optického signálu v mlze počítá s vlnovými délkami od 690 nm do 1550 nm a s meteorologickou viditelností v rozmezí 50 m až 1000 m. Tento fakt byl zmíněn již v příslušné kapitole (kapitola 4.1), pro úplnost daný poznatek uvádím i zde.

8.4 Platnosti metod pro určování turbulentního útlumu

Každá ze zmíněných metod určování turbulentního útlumu má svá omezení platnosti. Prověříme Rytovovu aproximaci, Andrewsovou metodu a metodu dostupných výkonů pro strukturní parametry indexu lomu C_n^2 od nepatrných turbulencí ($C_n^2 = 10^{-18} \text{ m}^{-2/3}$) po silné turbulence ($C_n^2 = 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$) a pro délku optického bezkabelového spoje až do 10 km. V této části disertační práce určíme meze platnosti jednotlivých metod.

8.4.1 Rytovova aproximace

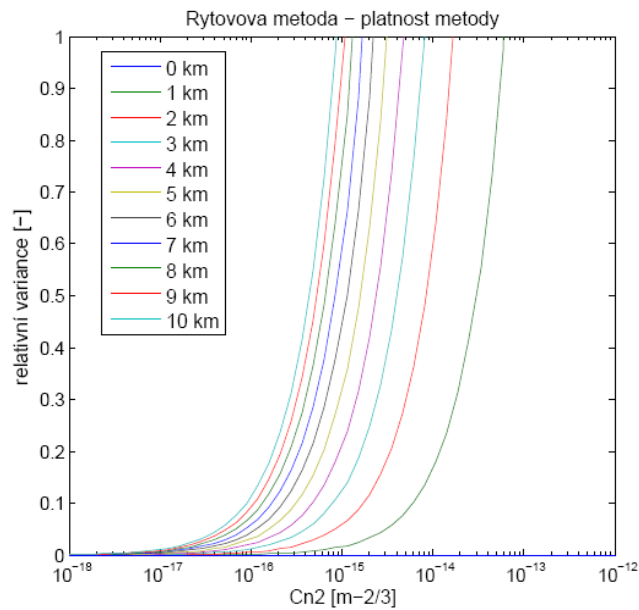
Metoda určování útlumu pomocí Rytovovy aproximace si klade za podmínku relativní varianci optické intenzity menší než jedna [3].

$$\sigma_{I,rel}^2 < 1 \quad (8.1)$$

V případě, že relativní variance optické intenzity překročí hodnotu jedna, pak se jedná o velmi vysoké turbulence a vztah (6.7) se nedá použít. Tento výraz se tedy dá použít pouze v případě, že relativní variance optické intenzity bude v mezích (0;1).

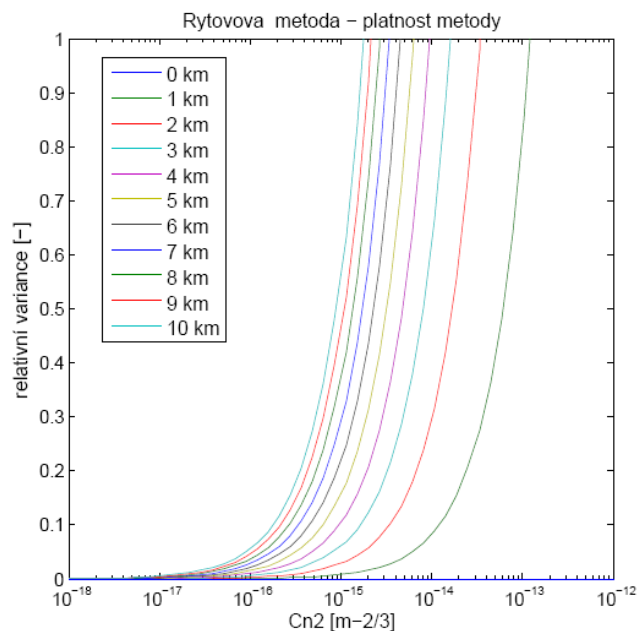
Abychom stanovili platnost vztahu (6.6) je tuto rovnici potřeba analyzovat a stanovit pro jaké strukturní parametry indexu lomu C_n^2 a vzdálenosti mezi přijímačem a vysílačem L platí. Rozbor provedeme pro komunikační vlnové délky 850 nm a 1550 nm.

Na (Obrázek 8.5), (Obrázek 8.6), (Obrázek 8.7) a (Obrázek 8.8) jsou zobrazeny meze platnosti Rytovova vztahu. Jak je patrné z (Obrázek 8.5), tato metoda platí i pro vysoké turbulence ($C_n^2 = 10^{-13} - 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$) pro optické bezkabelové spoje kratší než 1 km, pro dlouhé trasy můžeme použít Rytovovu metodu jen pro nízké turbulence, např. pro trasu délky 10 km a vlnovou délku záření 850 nm je maximální povolená míra turbulencí asi $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$.



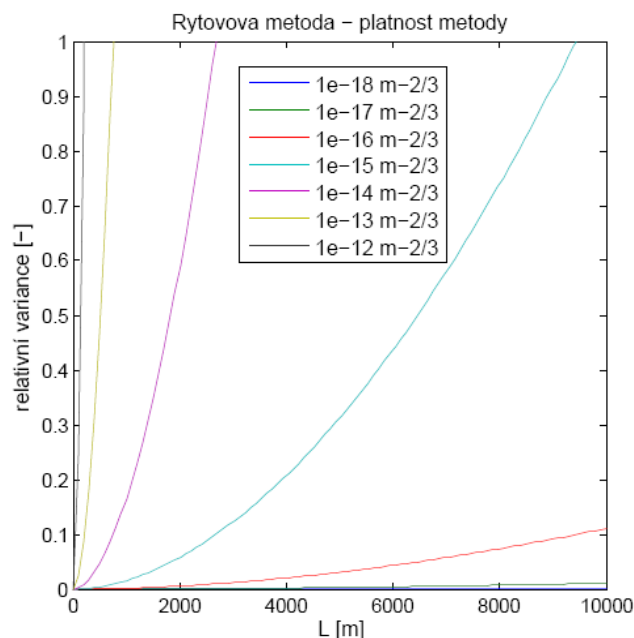
Obrázek 8.5Hranice platnosti Rytovovy metody pro vlnovou délku 850 nm

Výsledky získané při uvažování vlnové délky 1550 nm nám říkají, že tato vlnová délka je při uvažování atmosférických turbulencí vhodnější. Vypočtené charakteristiky v (Obrázek 8.6) jsou více posunuty k vyšším turbulencím oproti charakteristikám v (Obrázek 8.5). Obecně výsledky Rytovovy metody uvádění nižší turbulentní útlum pro vyšší vlnové délky.

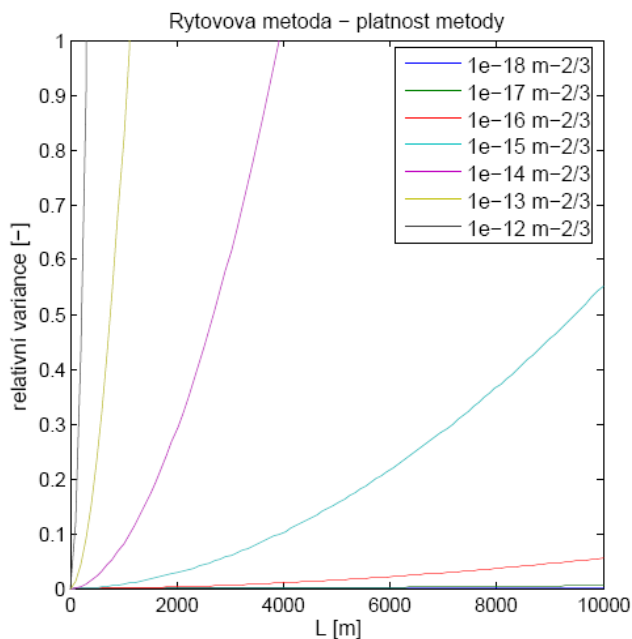


Obrázek 8.6 Hranice platnosti Rytovovy metody pro vlnovou délku 1550 nm

Platnost Rytovovy metody jsme graficky znázornili dvěma způsoby, a to pomocí vykreslení charakteristik do grafu typu „relativní variance – strukturní parametr indexu lomu“, kde byly zobrazeny křivky pro jednotlivé délky tras (Obrázek 8.5), (Obrázek 8.6) a do grafu typu „relativní variance – délka trasy“, kde pro změnu byly zobrazeny křivky jednotlivých strukturních parametrů indexu lomu (Obrázek 8.7), (Obrázek 8.8), které potvrzují závěry uvedené v minulém odstavci.



Obrázek 8.7 Hranice platnosti Rytovovy metody pro vlnovou délku 850 nm

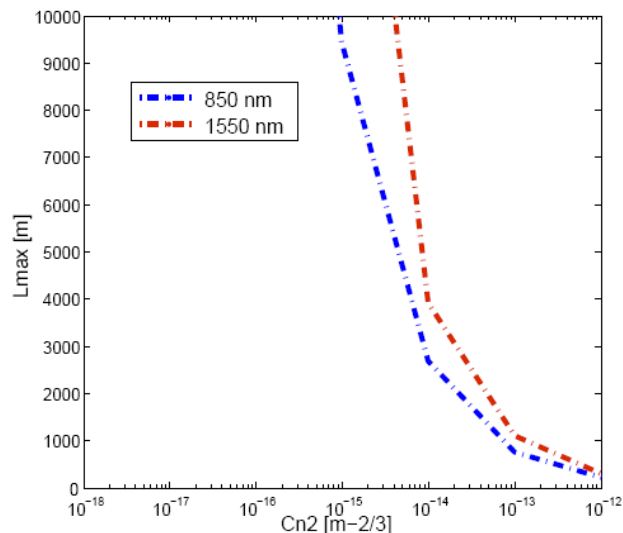


Obrázek 8.8 Hranice platnosti Rytovovy metody pro vlnovou délku 1550 nm

Z předchozích charakteristik bylo vybráno pár bodů k porovnání výsledků získaných při kalkulaci s vlnovými délkami 850 nm a 1550 nm. Výsledky jsou uvedeny v (Tabulka 8.1) a graficky znázorněny v (Obrázek 8.9). Výsledky ukazují hranici platnosti Rytovovy metody pro zmíněné komunikační vlnové délky. Rytovova metoda má tedy širší oblast uplatnění v případě vlnové délky 1550 nm.

Tabulka 8.1 Hranice platnosti Rytovovy metody – mezní hodnoty vzdálenosti

C_n^2	850 nm	1550 nm
$[m^{-2/3}]$	$L_{max} [m]$	$L_{max} [m]$
10^{-18}	>10 000	>10 000
10^{-17}	>10 000	>10 000
10^{-16}	>10 000	>10 000
10^{-15}	9 440	>10 000
10^{-14}	2 689	3 941
10^{-13}	767	1 123
10^{-12}	219	321



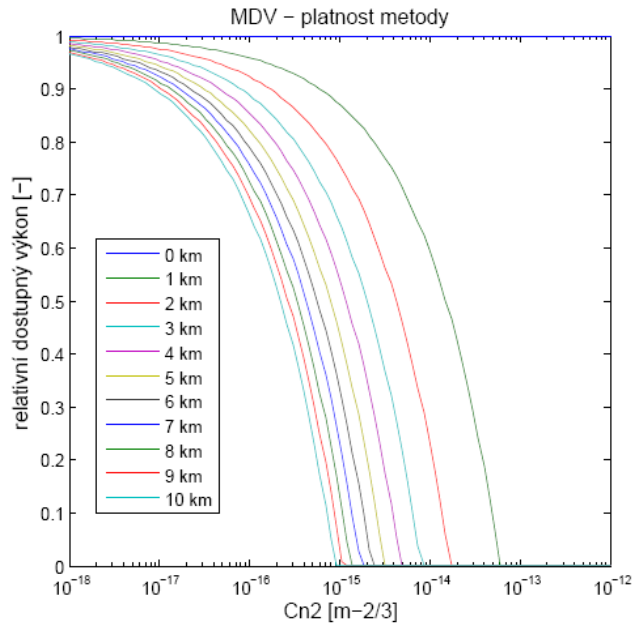
Obrázek 8.9 Hranice platnosti metod – Rytovova metoda pro vlnové délky 850 nm a 1550 nm

8.4.2 Metoda dostupných výkonů

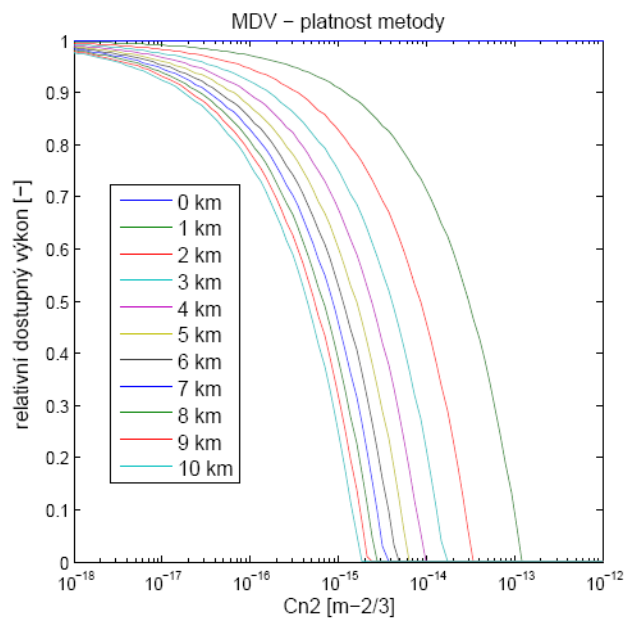
Jak již bylo řečeno, metodou dostupného výkonu určíme nejhorší možný turbulentní útlum pro daný stav atmosférického přenosového prostředí. Metoda dostupných výkonů má svou mez v případě, že relativní dostupný výkon má nulovou hodnotu (7.16), tedy v případě, že funkce dostupného výkonu je nulová (7.6).

Pro konstantní relativní varianci optické intenzity získáme analýzou následující výsledky (Obrázek 8.10) – (Obrázek 8.13). Parametry pro analýzu jsou buďto strukturní parametr indexu lomu C_n^2 , nebo vzdálenost mezi přijímačem a vysílačem L .

Hodnoty relativního dostupného výkonu se pohybují od maximální hodnoty 1 po minimální hodnotu 0. Jak vyplývá z (Obrázek 8.10) a (Obrázek 8.11) pro rostoucí délku optické trasy klesá hodnota mezní maximální možné míry turbulencí u vlnové délky 850 nm více než u vlnové délky 1550 nm.

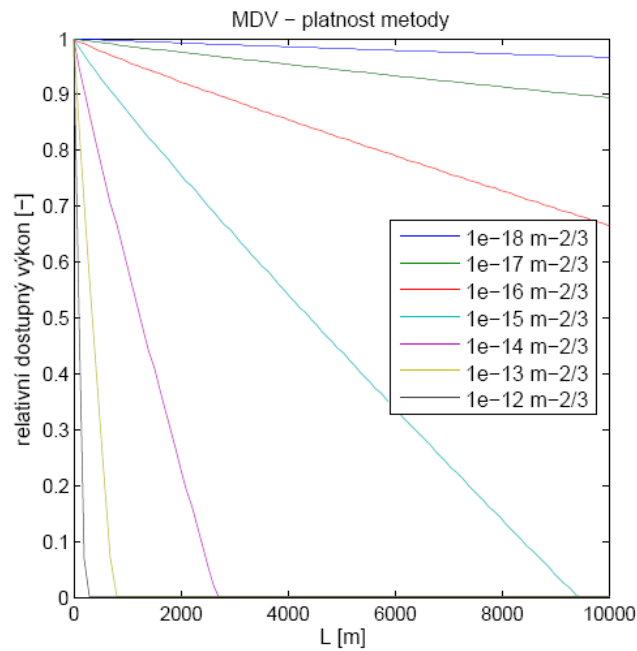


Obrázek 8.10 Hranice platnosti MDV pro vlnovou délku 850 nm

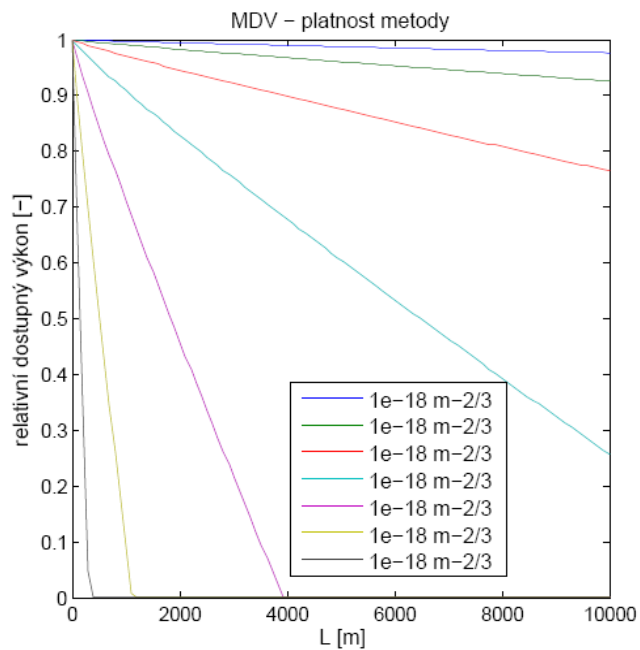


Obrázek 8.11 Hranice platnosti MDV pro vlnovou délku 1550 nm

Tytéž závěry potvrzují vypočtené výsledky zobrazené na (Obrázek 8.12) a (Obrázek 8.13), ve kterých je parametrem strukturní parametr indexu lomu.



Obrázek 8.12 Hranice platnosti MDV pro vlnovou délku 850 nm



Obrázek 8.13 Hranice platnosti MDV pro vlnovou délku 1550 nm

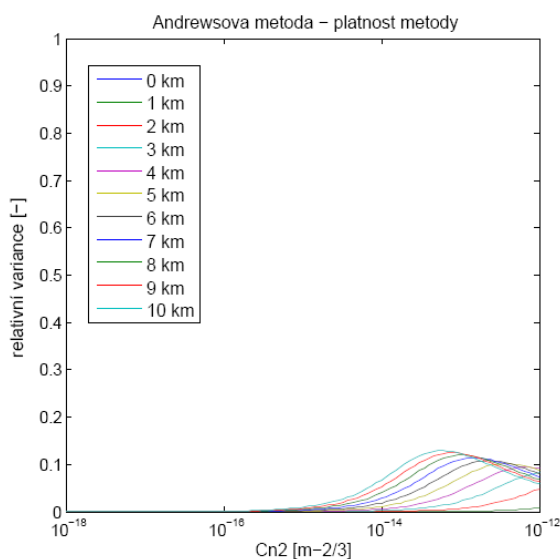
Metoda dostupných výkonů pro konstantní rozložení relativní variance optické intenzity koresponduje, co se týče vlnových délek, s Rytovou metodou, kdy delší vlnová délka má větší oblast platnosti.

8.4.3 Andrewsova metoda

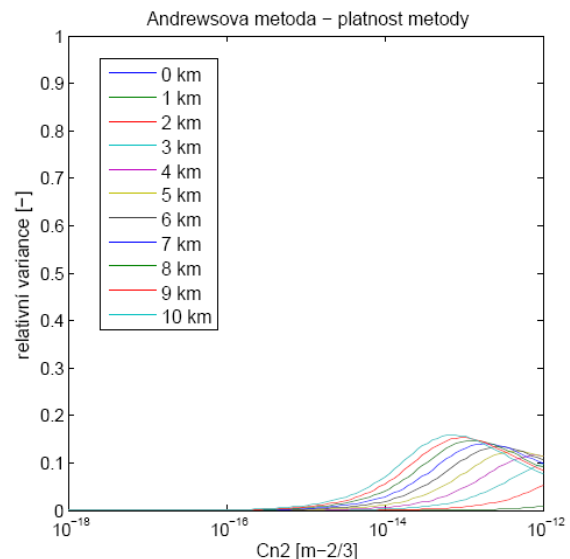
U Andrewsovy metody určování turbulentního útlumu musíme oproti Rytovově metodě a metodě dostupného výkonu navíc do analýzy platnosti metody započítat velikost přijímací čočky, tedy tento rozbor bude o něco rozsáhlejší než u předchozích metod. I zde platí, že relativní variance optické intenzity (6.9) nesmí překročit hodnotu jedna. Pokud by k tomu došlo, pak by výraz (6.8) dával za výsledný turbulentní útlum komplexní číslo. Andrewsova metoda neplatí pro slabé turbulence, stejně jak tomu je u Rytovovy metody.

Výpočet meze platnosti byl proveden opět pro komunikační vlnové délky 850 nm a 1550 nm a pro průměry přijímacích čoček (1 m, 50 cm, 10 cm, 5 cm, 3 cm a 1 cm). V praxi u horizontálních optických bezkabelových spojů nepředpokládáme, že přijímací čočka bude mít menší rozměr než 10 cm. Výpočty pro malé rozměry čoček jsou uvedeny, protože právě u přijímacích čoček malých rozměrů dochází k nedodržení podmínky platnosti Andrewsovy metody pro určení turbulentního útlumu.

(Obrázek 8.14) až (Obrázek 8.25) zobrazují výsledky určování hranice platnosti pro obě komunikační vlnové délky a délky tras 0 km až 10 km. Z výsledků je patrné, že pro horizontální OBS nelze použít Andrewsova metoda výpočtu turbulentního útlumu pro turbulence v rozmezí 10^{-18} až 10^{-12} m^{-2/3} pro čočky menší než 5 cm, což je situace, kterou v reálu ani nepředpokládáme.

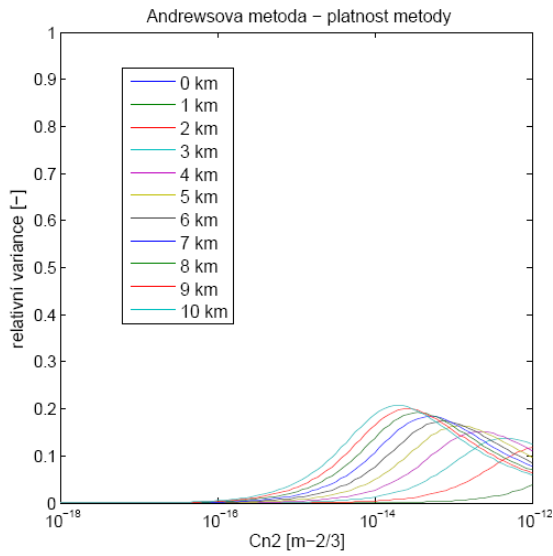


Obrázek 8.14 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ m

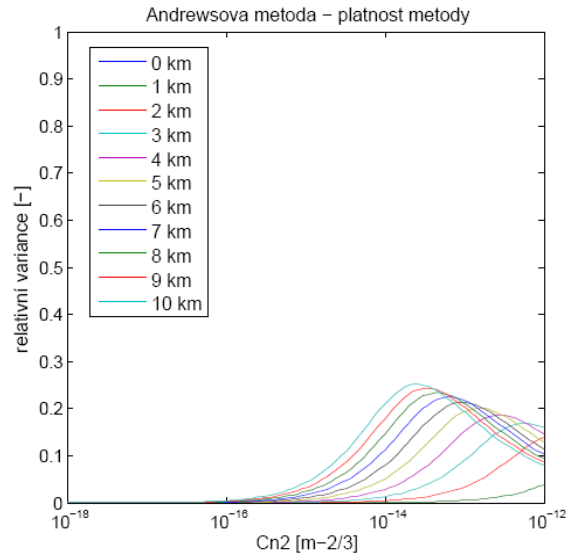


Obrázek 8.15 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ m

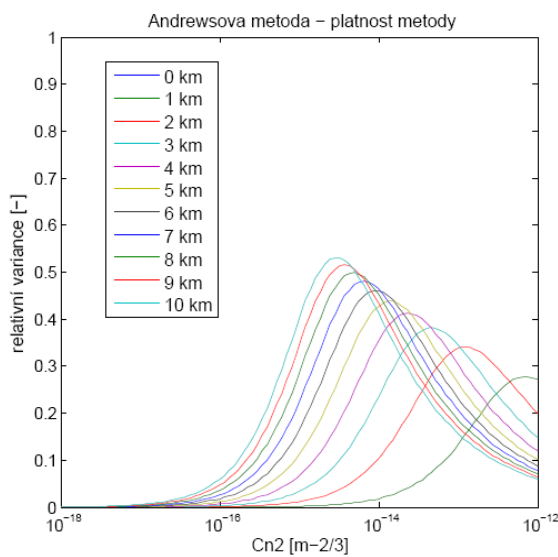
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



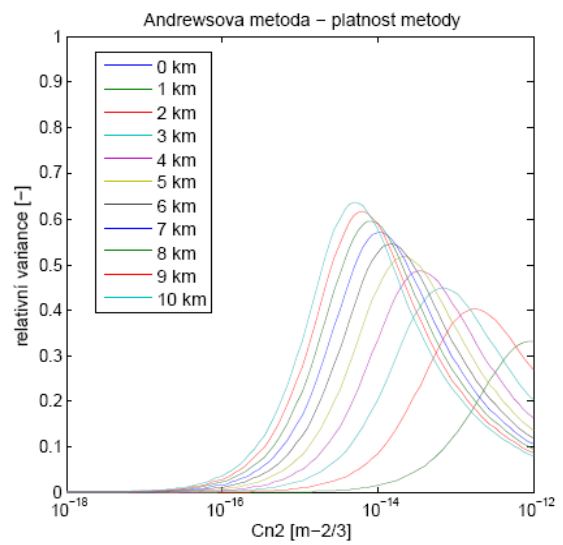
Obrázek 8.16 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,5$ m



Obrázek 8.17 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,5$ m

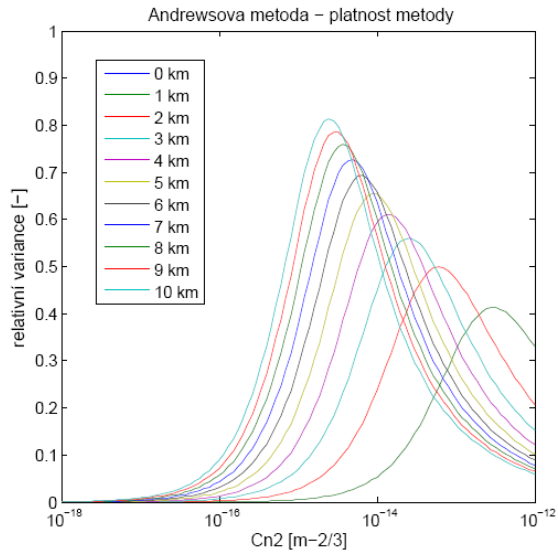


Obrázek 8.18 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,1$ m

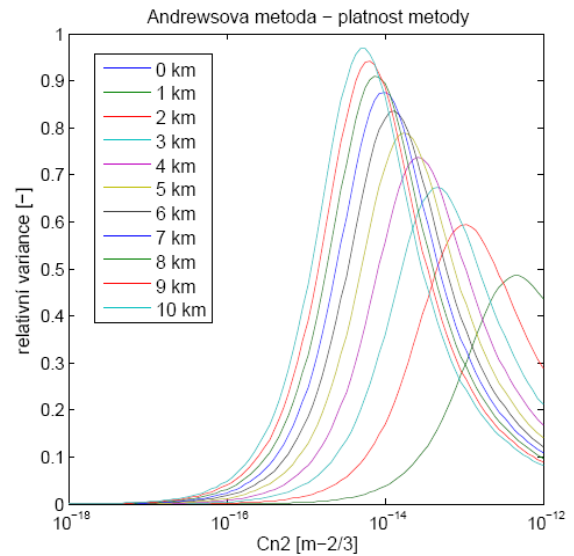


Obrázek 8.19 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,1$ m

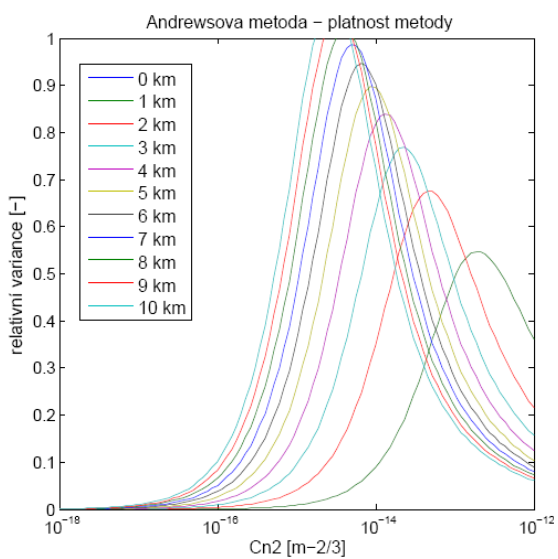
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



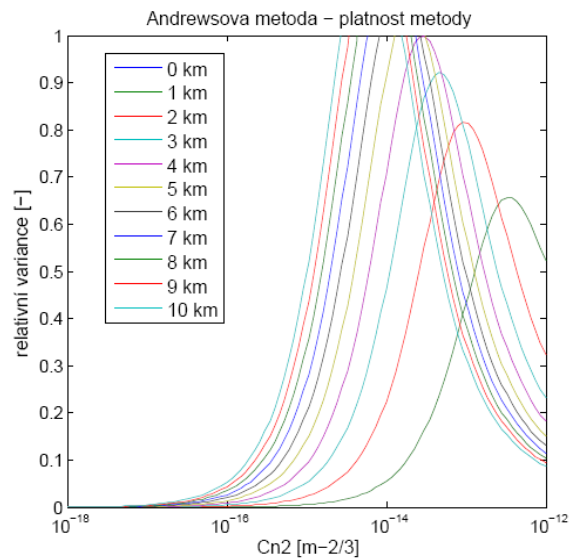
Obrázek 8.20 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 5$ cm



Obrázek 8.21 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 5$ cm

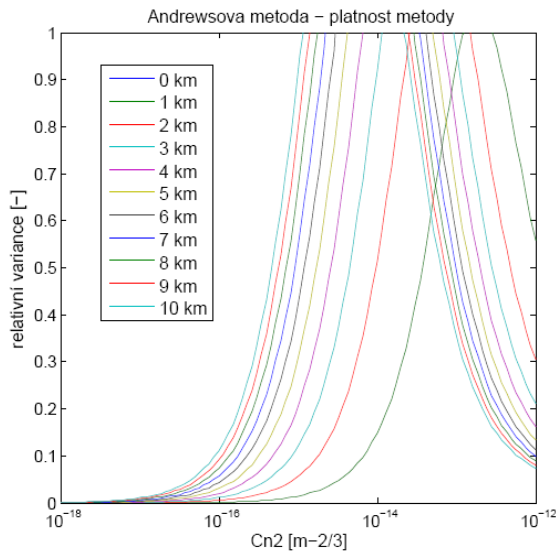


Obrázek 8.22 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 3$ cm

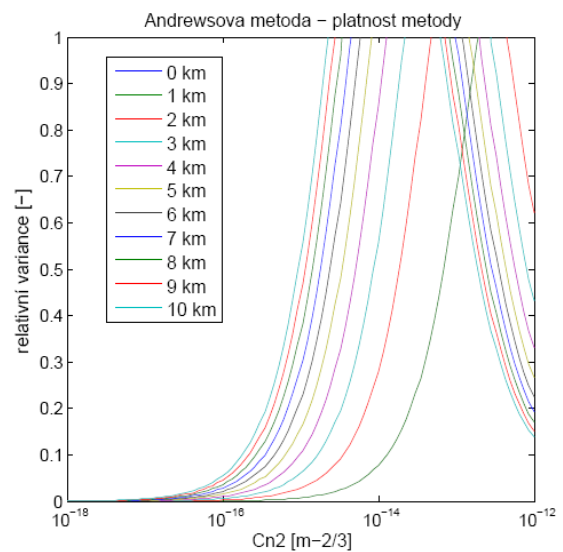


Obrázek 8.23 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 3$ cm

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

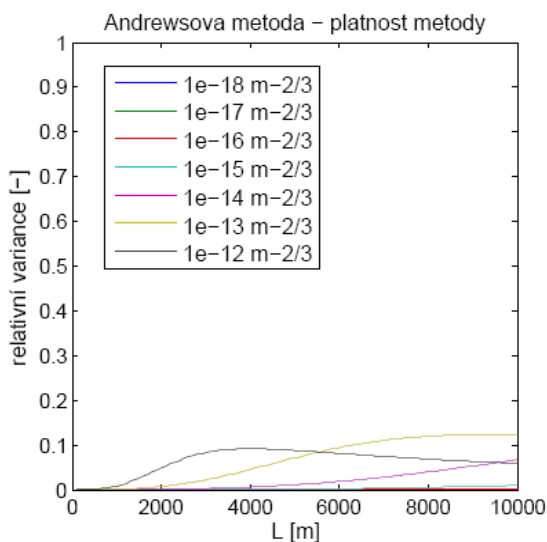


Obrázek 8.24 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ cm

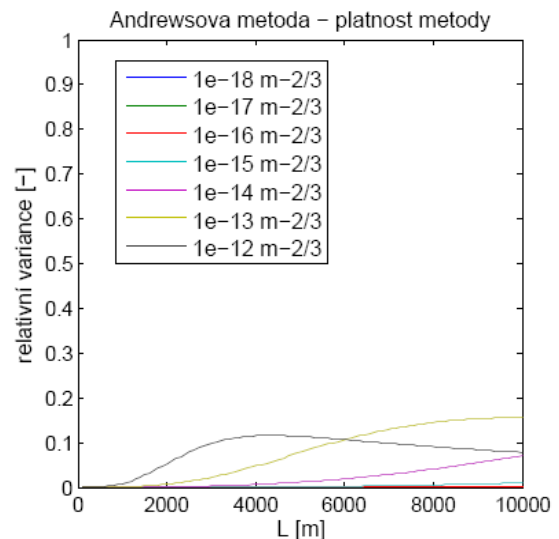


Obrázek 8.25 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ cm

Obdobné výsledky získáme při analýze „relativní variance – délka trasy“ s parametrem C_n^2 zobrazené na (Obrázek 8.26) až (Obrázek 8.37). Andrewsova metoda určování turbulentního útlumu pro smysluplné rozměry přijímacích čoček horizontálního optického bezkabelového spoje platí pro vzdálenosti do 10 km i pro strukturální parametry indexu lomu $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. Je však pozoruhodné, že relativní variance optické intenzity je vyšší pro $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ a $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ než pro $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ nebo $C_n^2 = 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ pro přijímací čočku velikosti 0,1 m. Z toho vyplývá, že turbulentní útlum bude nejvyšší právě pro $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, pokud bereme v úvahu trasy do 10 km (Obrázek 8.38).

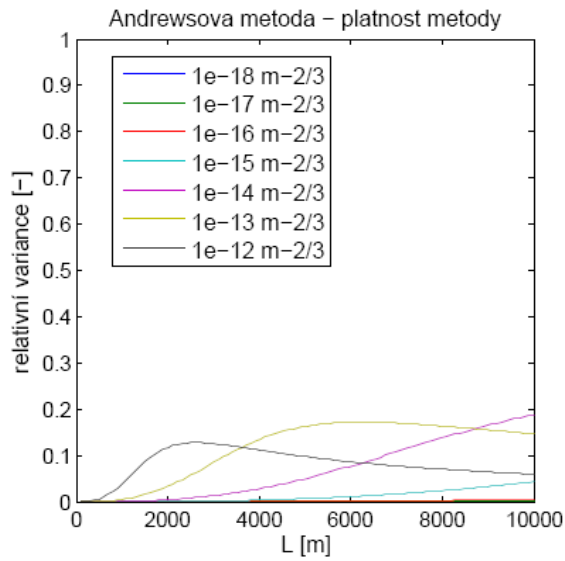


Obrázek 8.26 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ m

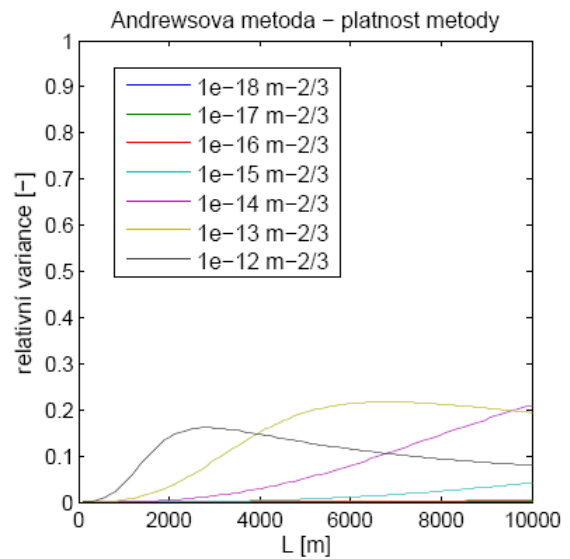


Obrázek 8.27 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ m

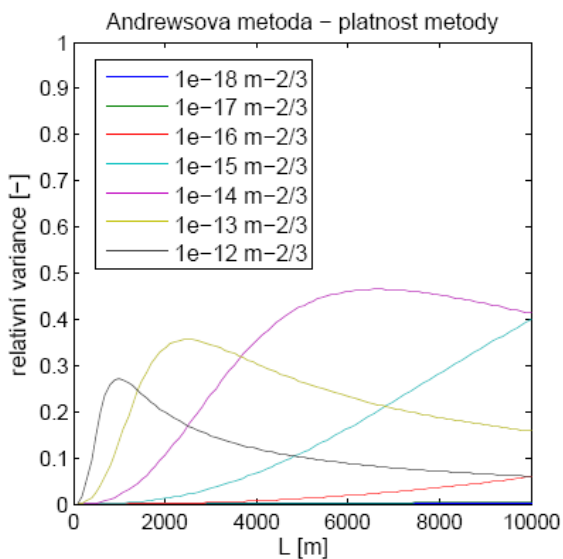
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



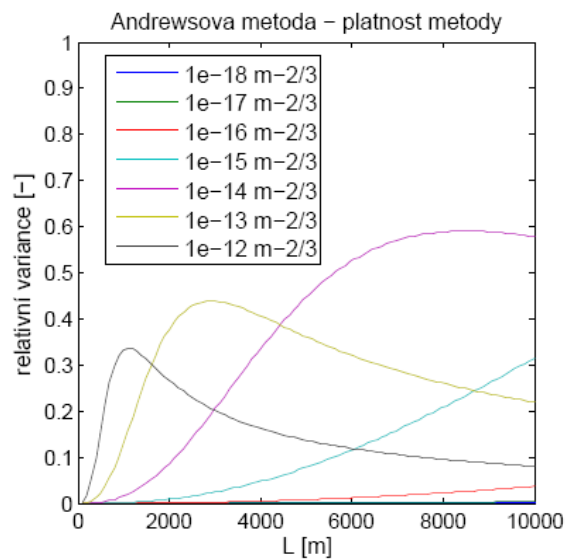
Obrázek 8.28 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,5$ m



Obrázek 8.29 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,5$ m

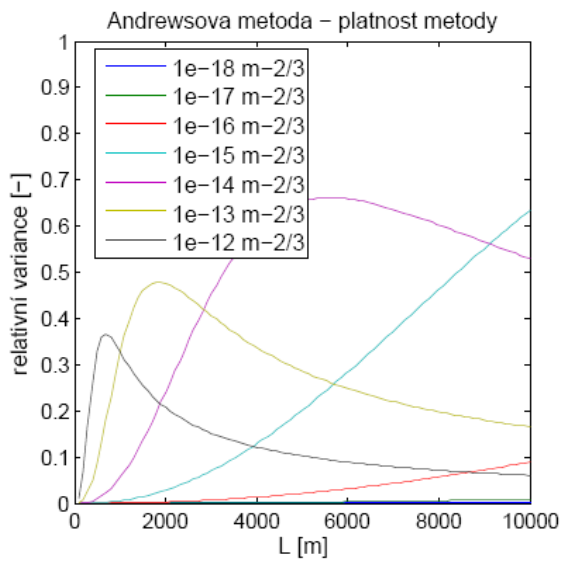


Obrázek 8.30 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,1$ m

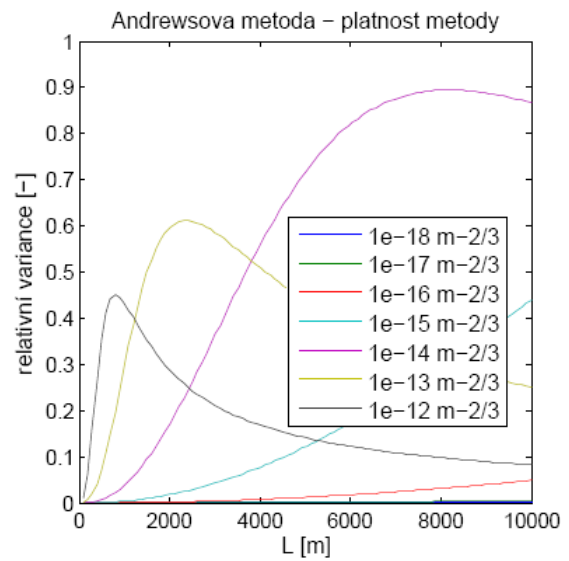


Obrázek 8.31 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 0,1$ m

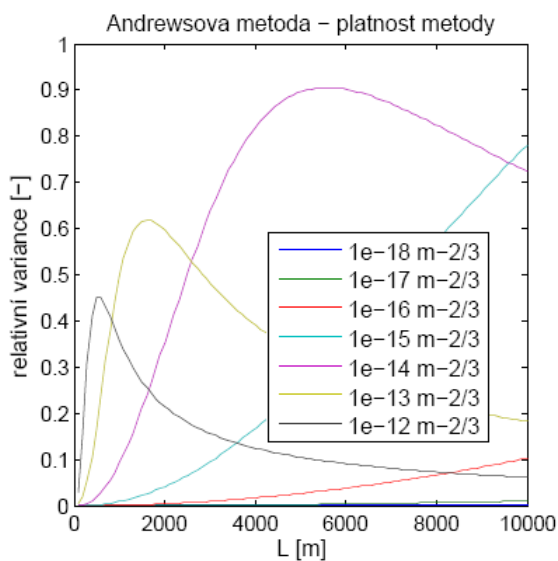
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



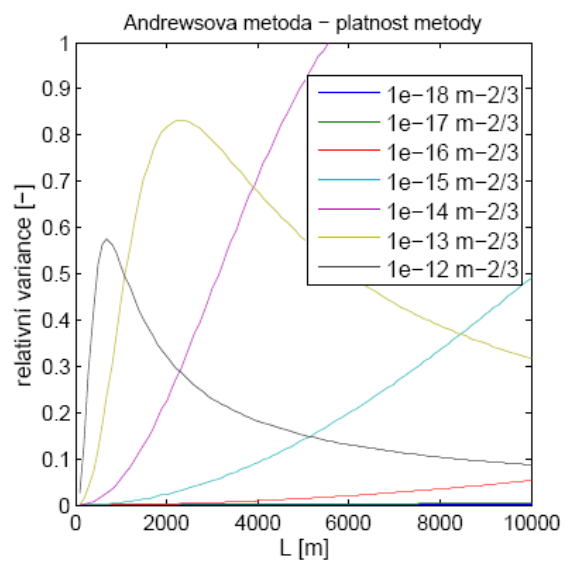
Obrázek 8.32 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 5$ cm



Obrázek 8.33 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 5$ cm

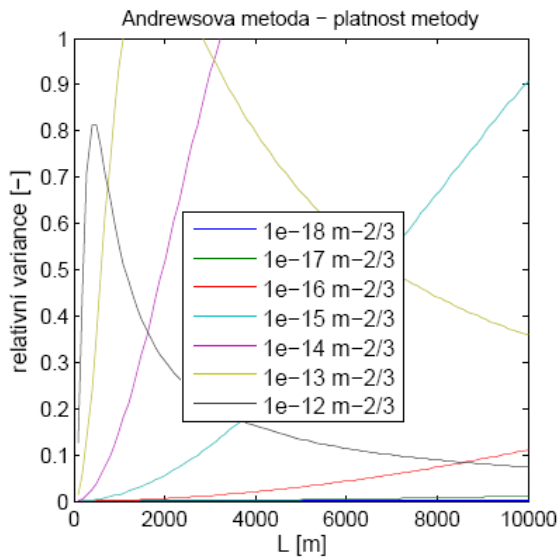


Obrázek 8.34 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 3$ cm

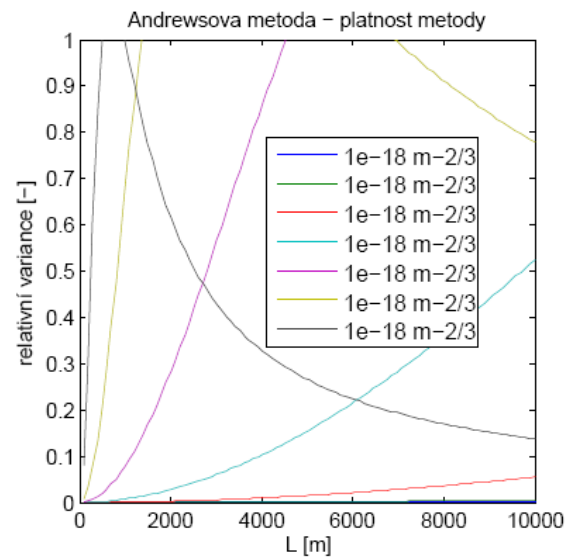


Obrázek 8.35 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 3$ cm

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

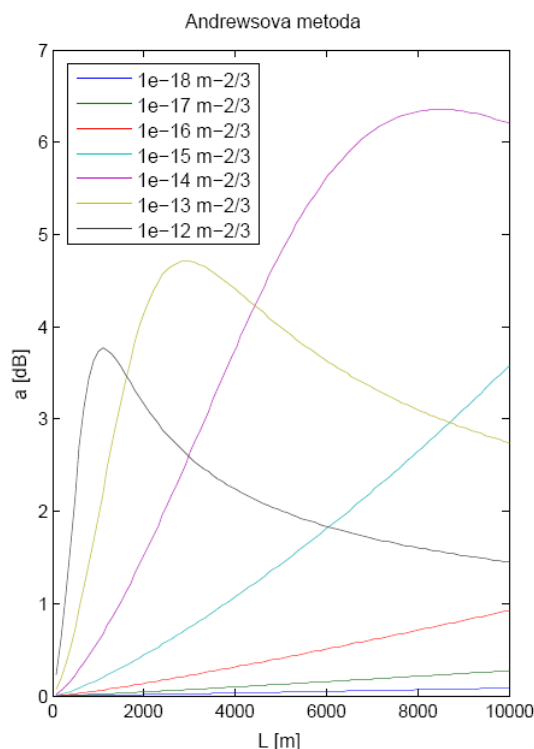


Obrázek 8.36 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 850 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ cm



Obrázek 8.37 Hranice platnosti Andrewsovy metody pro vlnovou délku 1550 nm, průměr čočky $D_{RXA} = 1$ cm

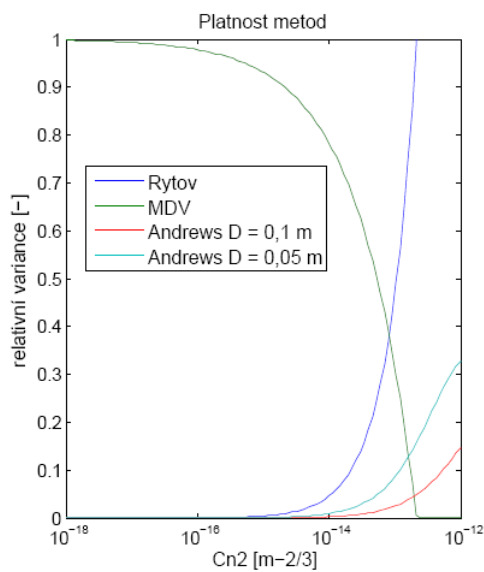
Z analýzy Andrewsova vztahu rovněž vyplývá, že vlnová délka 1550 nm je díky turbulentnímu atmosférickému přenosovému prostředí více tlumena než vlnová délka 850 nm, což je v rozporu s výsledky Rytovovy metody a metody dostupných výkonů.



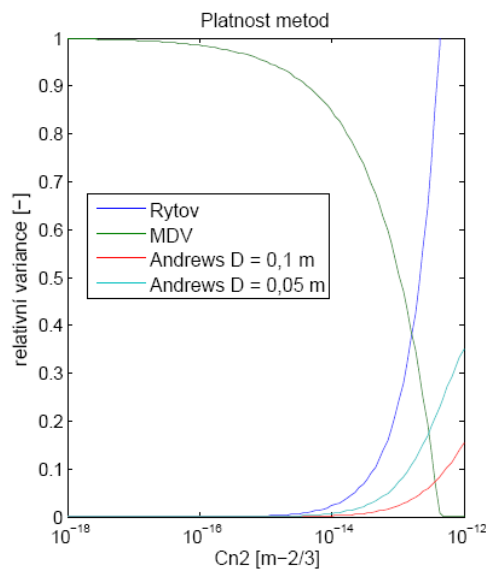
Obrázek 8.38 Zobrazení turbulentního útlumu určeného pomocí Andrewsovy metody pro čočku o průměru 0,1 m.

8.4.4 Vzájemné porovnání mezi platnosti metod

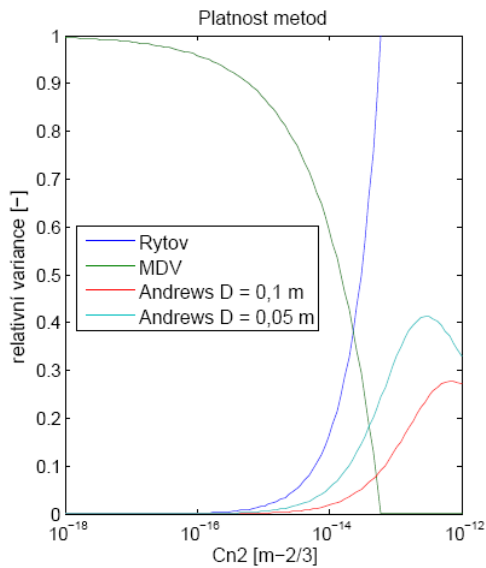
Pokud porovnáme meze platnosti Rytovy metody, metody dostupných výkonů a Andrewsovy metody pro vzdálenosti mezi vysílačem a přijímačem 500 m, 1000 m, 5000 m a 10000 m a vlnové délky 850 nm a 1550 nm, pak zjistíme, že mez platnosti Rytovy metody a metody dostupného výkonu se víceméně shodují, mez platnosti Andrewsovy metody je posunutá pro dané délky linky k vyšším strukturním parametrům indexu lomu, o čemž svědčí i (Obrázek 8.39) až (Obrázek 8.44). Při zkoumání mezi platnosti Andrewsovy metody byly brány v úvahu přijímací čočky o průměru 0,1 m a 5 cm. Platí, že pro větší průměry přijímacích čoček je mez platnosti Andrewsovy metody posunutá k vyšším strukturním parametrům indexu lomu.



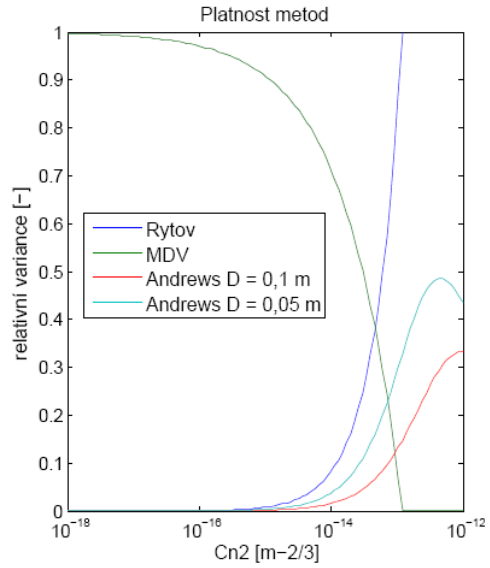
Obrázek 8.39 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 500 m a vlnovou délku 850 nm



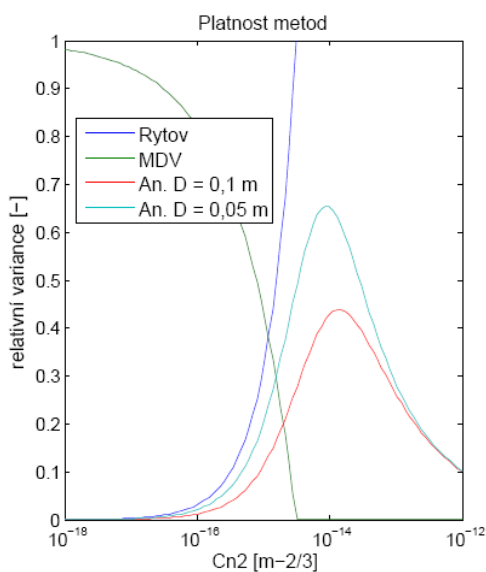
Obrázek 8.40 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 500 m a vlnovou délku 1550 nm



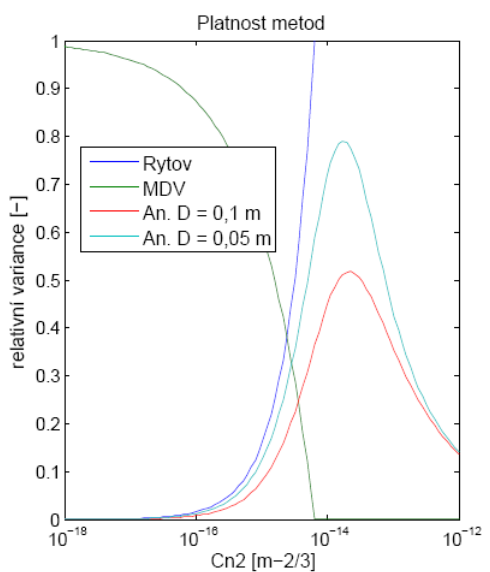
Obrázek 8.41 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 1000 m a vlnovou délku 850 nm



Obrázek 8.42 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 1000 m a vlnovou délku 1550 nm



Obrázek 8.43 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 5000 m a vlnovou délku 850 nm



Obrázek 8.44 Porovnání meze platnosti metod pro délku trasy 5000 m a vlnovou délku 1550 nm

8.5 Závěr

V této kapitole jsem představila metodiku určování parametrů atmosférického přenosového prostředí na základě změřených intenzitních profilů laserového svazku. Stejně tak jsem poukázala i na opačný postup, a to na základě znalostí meteorologické viditelnosti a strukturního parametru indexu lomu, které určíme pomocí dohledoměru a

scintilometru, můžeme stanovit, zda daný optický bezkabelový spoj bude spolehlivě fungovat, či nikoliv.

Rovněž jsem v této části disertační práce uvedla meze platnosti jednotlivých metod určování útlumu. Při stanovení útlumu mlhou určenou Al Naboulsiem je potřeba si dávat pozor na zvolenou vlnovou délku a dosaženou meteorologickou viditelnost. Ostatní metody určující útlum na hydrometeorech a prachových částicích mají omezení pouze v použití vlnové délky. Bohužel hodně autorů toto omezení vůbec v publikacích neuvádí, proto je problematické se této informace dopátrat.

Při posuzování meze platnosti metod určujících turbulentní útlum jsem narazila na velmi zajímavý jev, který se vyskytuje u Andrewsovy metody. Na příklad z (Obrázek 8.23) je patrné, že uprostřed intervalu zkoumání je metoda mimo mez platnosti, ale s rostoucí hodnotou osy x (strukturní parametr indexu lomu) se dostává zpětně do meze platnosti. Rovněž jsem porovnávala navzájem meze platnosti jednotlivých metod určování turbulentního útlumu. Nejširší meze platnosti má již zmíněná Andrewsova metoda, Rytovova metoda a metoda dostupných výkonů mají obdobné meze platnosti metod.

9 Experimentální analýza scintilace

Součástí mé disertační práce je experimentální ověření poznatků o metodě dostupného výkonů a nerovnoměrném rozložení relativní variance optické intenzity. V následující části budou uvedeny experimentální výsledky potvrzující předpoklad nerovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity v optickém svazku. Na základě informace o nerovnoměrném rozložení relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku lze stanovit optimální tvar laserového svazku pro snížení vlivu atmosférických turbulencí na optický svazek.

Díky měření optického výkonu a optické intenzity v jednotlivých bodech laserového svazku budeme moci určit funkci dostupného výkonu i turbulentní útlum laserového svazku.

9.1 Schéma měřicího pracoviště a použité přístroje

Nejdříve se blíže seznámíme s experimentálním pracovištěm, použitými přístroji a stručně si uvedeme metodiku měření zkoumaných charakteristik.

9.1.1 Použité přístroje a komponenty

- He-Ne laser: Laser třídy II, model LHP 991, maximální výstupní optický výkon 1mW, vlnová délka 632,8 nm, jednomodový zdroj, polarizace záření – náhodná, pološířka svazku v krčku 6 mm, divergence svazku 3,5 mrad, výrobce Melles Griot
- Rovinná zrcadla (2x) s rovinností povrchu $\lambda/16$
- Tepelné zdroje (2x), kruhová plocha o průměru 19 cm, teplota 15 cm nad plochou tepelného zdroje průměr 39,7°C
- Optický filtr neutrální: Výrobce Thorlabs, označení NDC-100C-4M
- Clona s kruhovým otvorem o průměru 2 mm
- Profilometr – Laser beam profiler s příslušným softwarem: Výrobce Newport, označení LBP-4-USB, sériové číslo 621B, software Newport LBP Series USB2, verze 1.08
- Měřič optického výkonu Vega s detekční hlavíci bez optického filtru s příslušným softwarem: Výrobce Orphir, označení zobrazovací jednotky VG1.85, sériové číslo 547614, označení detekční hlavice PD300-3W-v1, sériové číslo 539503, přesnost měření $\pm 5\%$, software USB1 2.51, Build 3, Driver Version 901
- Fotodetektor: Označení DSD2 – dual band detector, výrobce Thorlabs, průměr aktivní plochy 2,54 mm, NEP $1,9 \cdot 10^{-14} \text{ W/Hz}^{1/2}$

- Osciloskop s příslušným softwarem: Agilent DSO3102A, Digital Storage Oscilloscope 100 MHz, 1 GSa/s, sériové číslo CN45008395, software DSO300, 3000 Series Scope Connect Software, verze 1.1.27
- Osobní počítač
- Stojánky a manipulátory Thorlabs

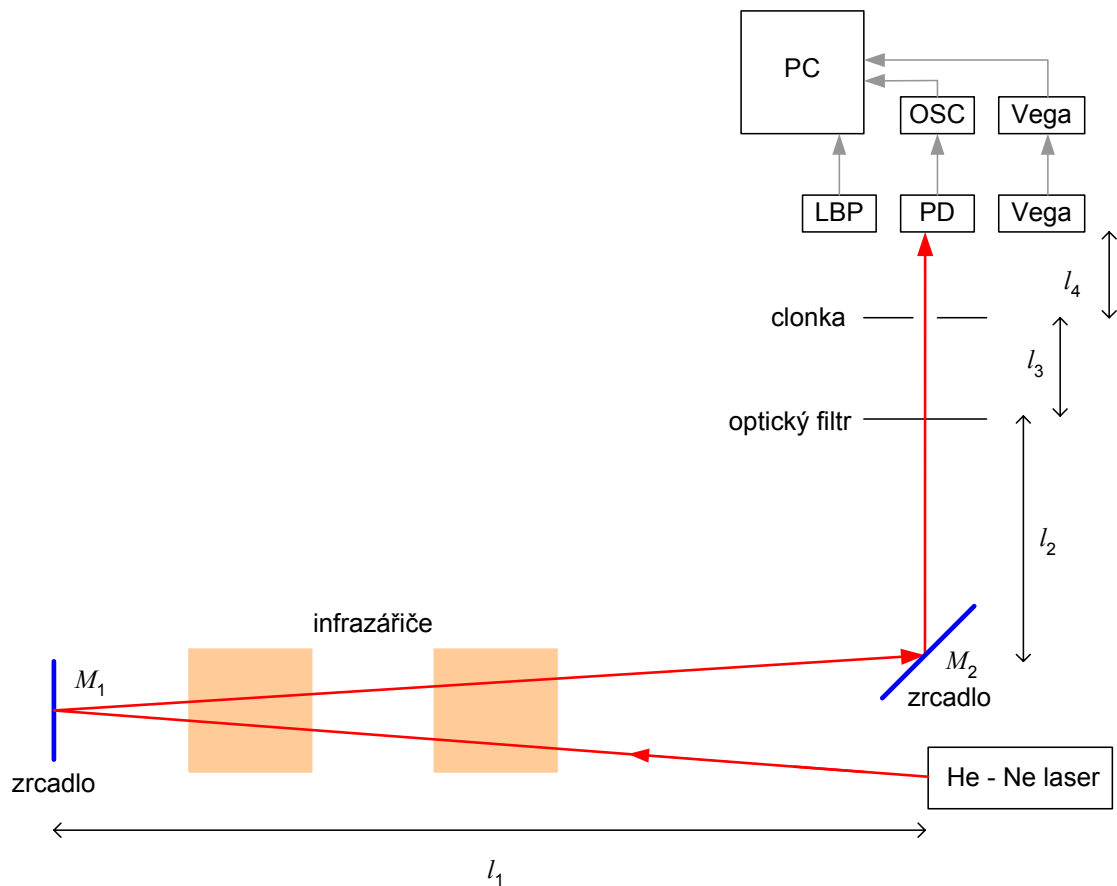
9.1.2 Schéma pracoviště

Schéma měřicího pracoviště je uvedeno na následujícím obrázku (**Obrázek 9.1**). Jako zdroj laserového záření jsem použila He – Ne laser (632,8 nm). Laserový svazek prochází trasou nad zapnutými tepelnými zdroji (infrazářiče), odráží se od rovinného zrcadla M_1 a opětovně prochází nad tepelnými zdroji ve výšce 15 cm. Díky těmto infrazářičům generujeme atmosférické turbulence, které ovlivňují laserový svazek a vytvářejí fluktuaci optické intenzity v jednotlivých bodech laserového svazku. Následně použijeme rovinné zrcadlo M_2 pro nasměrování laserového svazku k detekční části pracoviště. V optické trase je zařazen i optický filtr s nastavitelnou propustností pro případné utlumení výkonové úrovně laserového svazku. Velikost kruhového otvoru v clonce jsem zvolila 2 mm, protože menší otvory propouštěly příliš malou část výkonu, která byla nedostatečná pro následné optimální zpracování optického signálu a navíc se u malých otvorů projevovat jev difrakce.

Při měření jsem použila tři detekční metody. Pomocí profilometru (LBP) jsem snímala intenzitní profil laserového svazku. Výsledné profily jsou zobrazeny v následující části této kapitoly. V atmosférickém přenosovém prostředí bez výskytu uměle vytvořených turbulencí byl intenzitní profil laserového svazku statický. V případě generace atmosférických turbulencí infrazářiči byl intenzitní profil laserového svazku nestálý (viz video soubory na přiloženém DVD). Pomocí LBP jsem zvolila místa v profilu svazku, ve kterých jsem následně proměřovala a zkoumala charakteristické chování laserového svazku procházejícího oblastí s výskytem atmosférických turbulencí.

Pomocí fotodetektoru připojeného k osciloskopu a počítače jsem měřila relativní varianci optické intenzity ve vybraných místech laserového svazku. Měřičem optického výkonu jsem v týchž bodech snímala přijatý optický výkon po dobu jedné minuty.

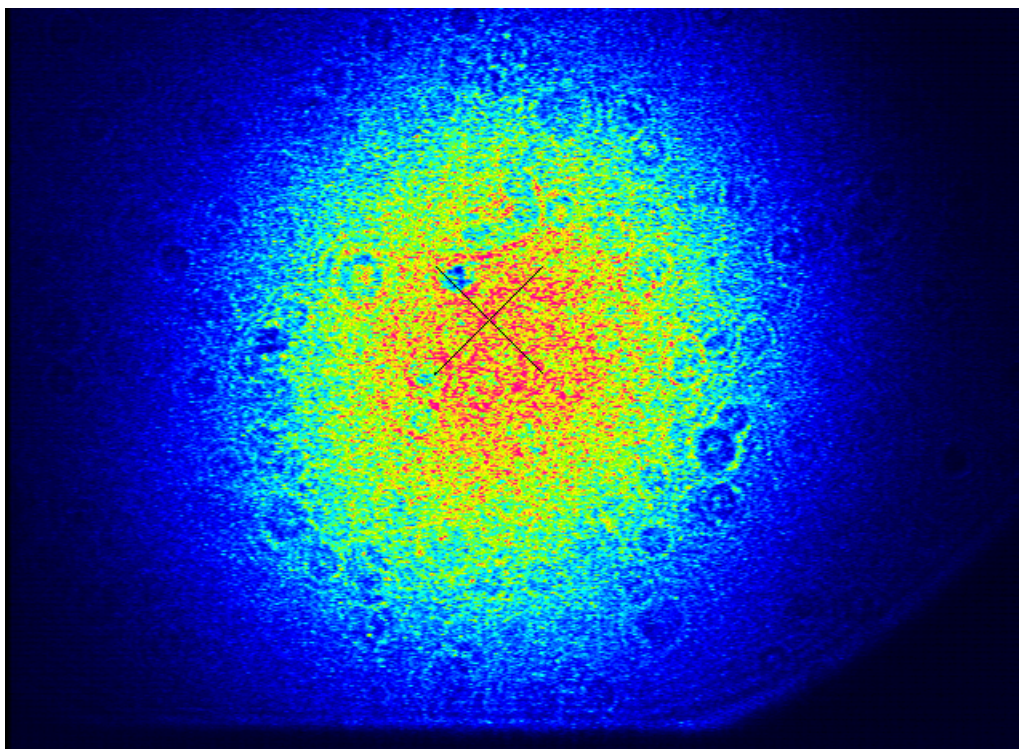
Následné zpracování výsledků experimentálního měření je uvedeno v další části této kapitoly.



Obrázek 9.1 Schéma experimentálního pracoviště – $l_1 = 4,4$ m, $l_2 = 0,4$ m, $l_3 = 0,3$ m, $l_4 = 0,1$ m

9.2 Intenzitní profil laserového svazku a určení bodů měření

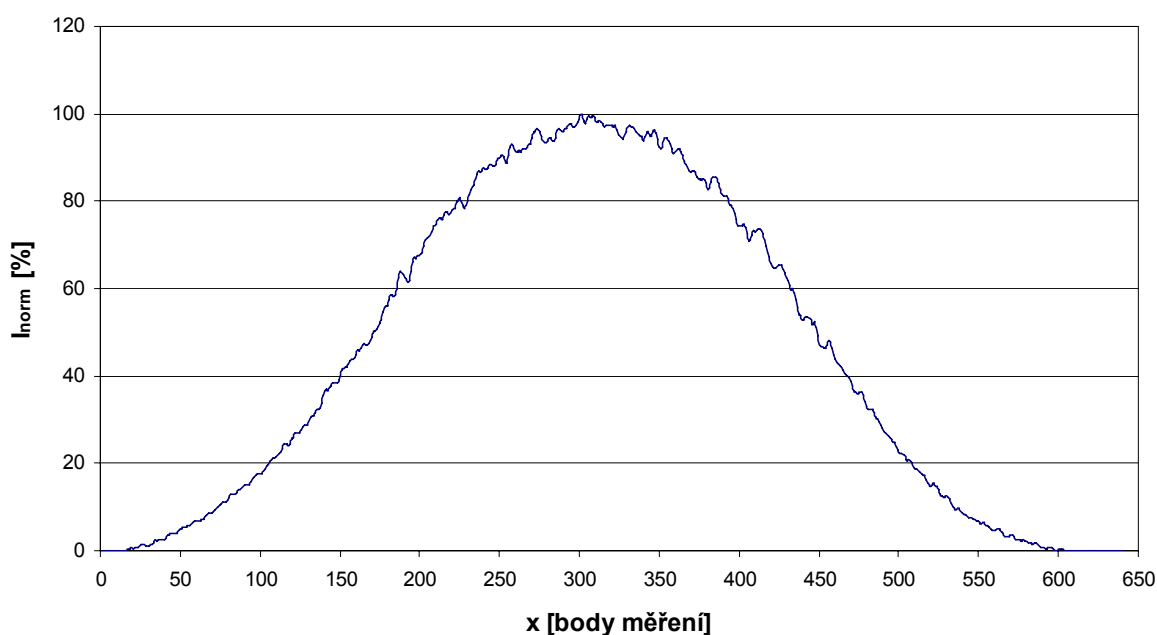
Intenzitní profil svazku He – Ne laseru má podle předpokladů Gaussovské rozložení. 2D profil tohoto svazku je zobrazen na (Obrázek 9.2). V experimentálním měření budu zkoumat charakteristiky intenzitního profilu laseru pouze v horizontální rovině procházející středem laserového svazku.



Obrázek 9.2 2D intenzitní profil laserového svazku, červené body představují oblasti s vysokou optickou intenzitou, modré jsou oblasti nízkých intenzit

Intenzitní profil v horizontální rovině procházející středem svazku, určený z naměřených dat, je zobrazen na (Obrázek 9.3). Osa x představuje body CCD senzoru v profilometru, na ose y je zobrazena normovaná optická intenzita.

Horizontální profil laserového svazku

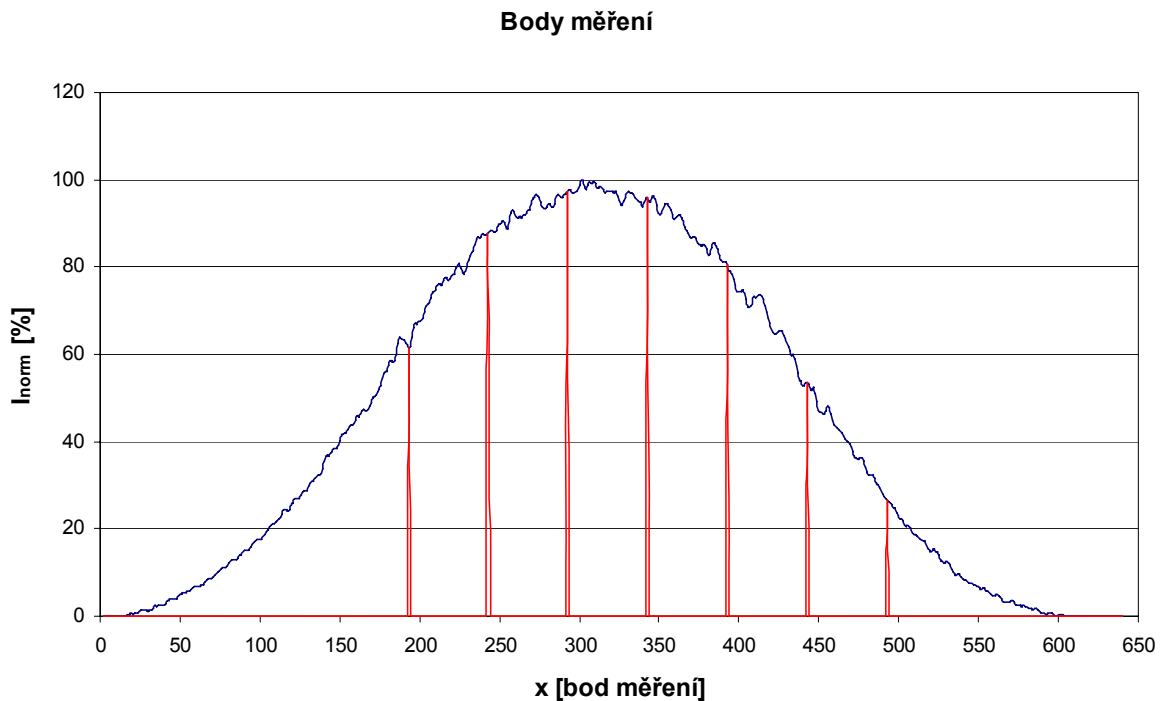


Obrázek 9.3 Intenzitní profil laserového svazku v horizontální rovině procházející středem svazku

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

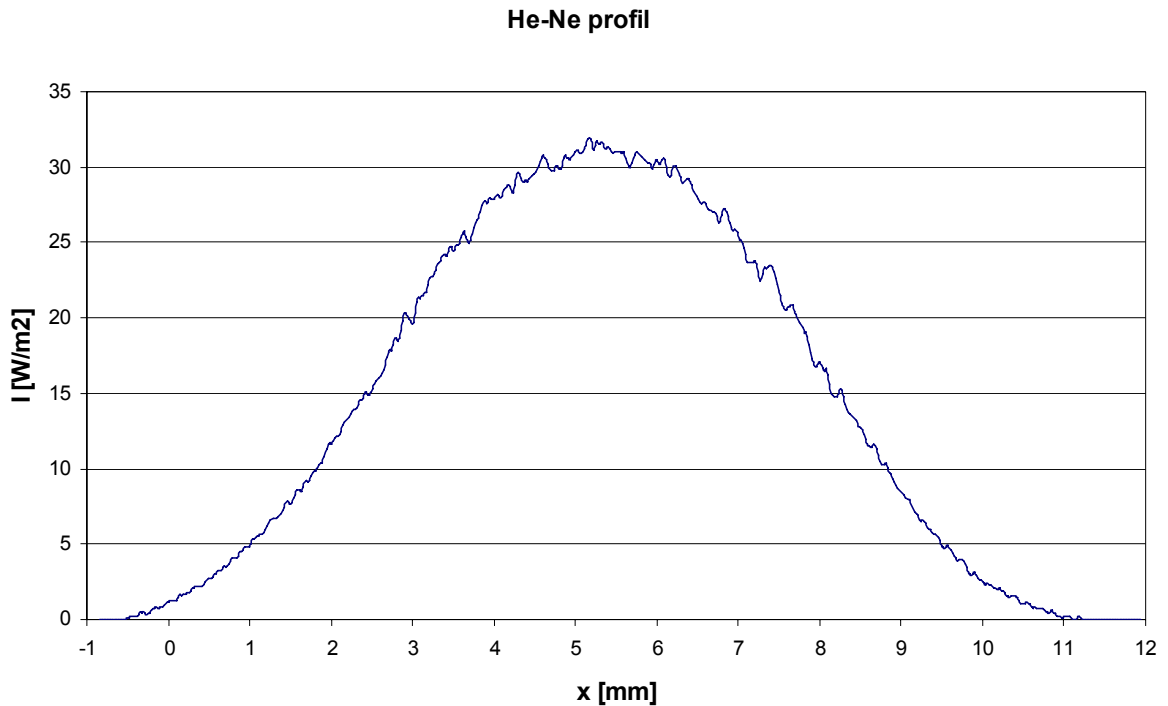
Pomocí profilometru jsem vybrala 7 rovnoměrně rozložených pozic pro měření. Jednotlivým pozicím odpovídají různé úrovně optické intenzity a různé hodnoty strmosti křivky I_{norm} . Podmínkou výběru pozice měření byla dostatečná úroveň optické intenzity. Tu jsem v daných místech určila jako detekovaný optický výkon procházející otvorem o průměru 2 mm v cloně. Pro usnadnění manipulace byla clona umístěna na mikroposuvu.

Na následujícím obrázku (Obrázek 9.4) jsou znázorněny v původním (profil měřený bez turbulencí) profilu laserového svazku pozice měření červenými ukazateli polohy.



Obrázek 9.4 Body senzoru a pozice pro proměření charakteristik v horizontálním intenzitním profilu laserového svazku

Nyní přepočítáme hodnoty bodů snímače CCD na hodnoty v milimetrech, které budou odpovídat pozici otvoru v cloně připevněné na mikroposuvu. Hodnotu optické intenzity jsem určila měřením optických výkonů procházejících otvorem ve cloně s definovaným průměrem. Následující obrázek (Obrázek 9.5) představuje původní profil laserového svazku. Pološířka svazku w v rovině přijímače je v tomto případě 4,6 mm a maximální intenzita v této rovině I_0 je $31,8 \text{ uW/m}^2$.

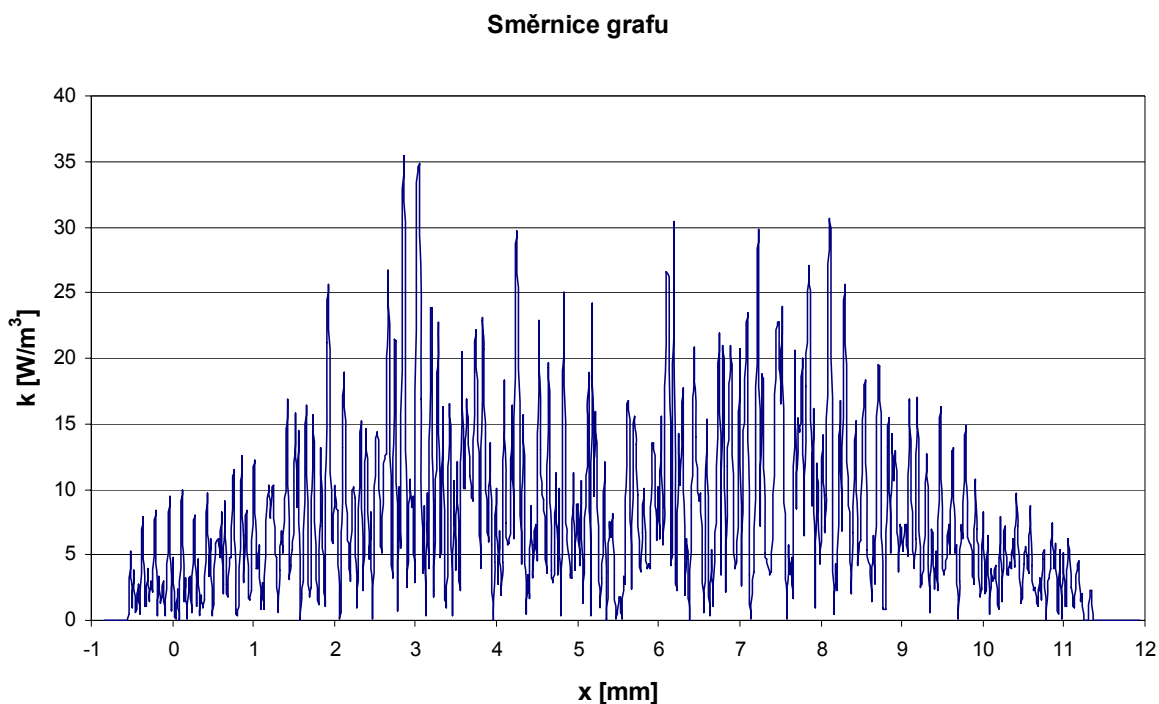


Obrázek 9.5 Intenzitní profil laserového svazku – volba číselných hodnot na ose x souvisí s nastavením mikroposuvu

Body měření jsou tedy podle nastavení mikroposuvu dány následovně: $x_1 = 3$ mm, $x_2 = 4$ mm, $x_3 = 5$ mm, $x_4 = 6$ mm, $x_5 = 7$ mm, $x_6 = 8$ mm a $x_7 = 9$ mm.

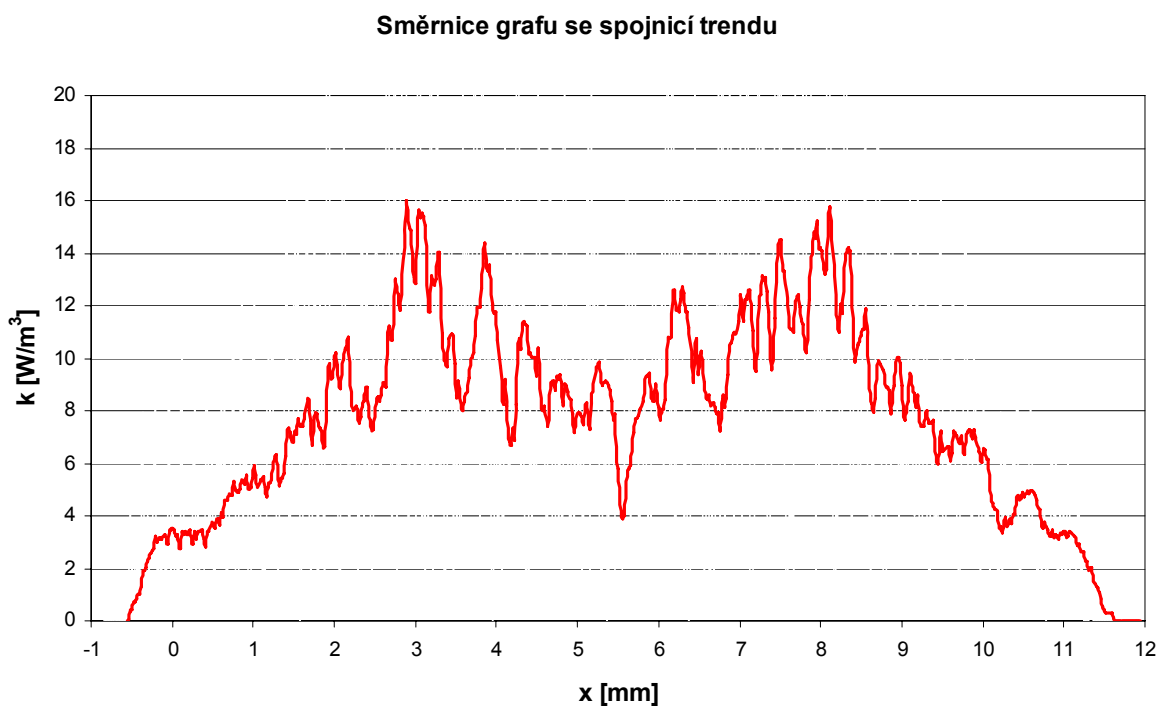
9.3 Nerovnoměrné rozložení rel. var. opt. intenzity v profilu laserového svazku

Při uvažování nerovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity jsem pracovala se směrnici křivky intenzitního profilu $k(x)$. Je proto namístě si určit závislost $k(x)$ na pozici ve svazku x . Tuto charakteristiku získáme derivací intenzitního profilu. Provedla jsem derivaci funkce naměřeného intenzitního profilu (Obrázek 9.6).



Obrázek 9.6 Směrnice křivky intenzitního profilu určená z naměřených dat

Průběh směrnice křivky intenzitního profilu určený z naměřených hodnot je značně „nestálý“ a „rozkmitaný“, proto jsem tento průběh proložila spojnicí trendu (aproximace – klouzavý průměr z 25 vzorků), která je zobrazena na (Obrázek 9.7).



Obrázek 9.7 Směrnice grafu určená pomocí aproximace

9.3.1 Určení rel. var. opt. intenzity laserového svazku pomocí osciloskopu

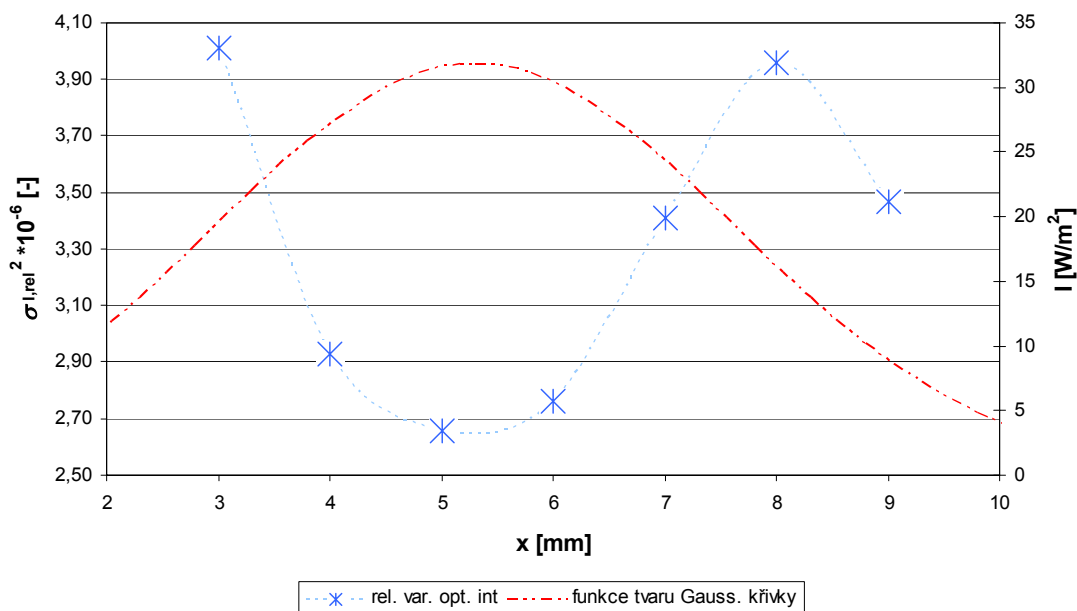
V jednotlivých proměřovaných pozicích $x_1 - x_7$ jsem zaznamenala průběhy napětí na fotodetektoru, které byly generovány dopadajícím optickým signálem. V jednotlivých pozicích jsem naměřila data $3x$, posléze jsem z těchto dat určila relativní variance optické intenzity $\sigma_{I,rel}^2$ a vypočítala průměrnou relativní varianci optické intenzity (Tabulka 9.1).

Tabulka 9.1 Relativní variance optické intenzity v jednotlivých bodech měření

x	$\sigma_{I,rel}^2 * 10^{-6}$	$\sigma_{I,rel}^2 * 10^{-6}$	$\sigma_{I,rel}^2 * 10^{-6}$	průměr $\sigma_{I,rel}^2 * 10^{-6}$
[mm]	[-]	[-]	[-]	[-]
3	3,19	5,58	3,26	4,01
4	2,98	2,57	3,24	2,93
5	2,59	2,17	3,21	2,66
6	2,36	3,03	2,89	2,76
7	4,08	2,94	3,21	3,41
8	2,81	5,16	3,91	3,96
9	2,93	4,46	3,01	3,47

Grafické znázornění závislosti průměrné relativní variance optické intenzity na pozici ve svazku je znázorněno na (Obrázek 9.8). Z grafu je patrné, že uprostřed Gaussova svazku je průměrná relativní variance optické intenzity nejnižší, směrem k okrajům narůstá, ale opětovně klesá při okrajích svazku.

Průměrné relativní variance optické intenzity v profilu svazku



Obrázek 9.8 Rozložení průměrné relativní variance optické intenzity v daných pozicích svazku a funkce tvaru Gaussovy křivky

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

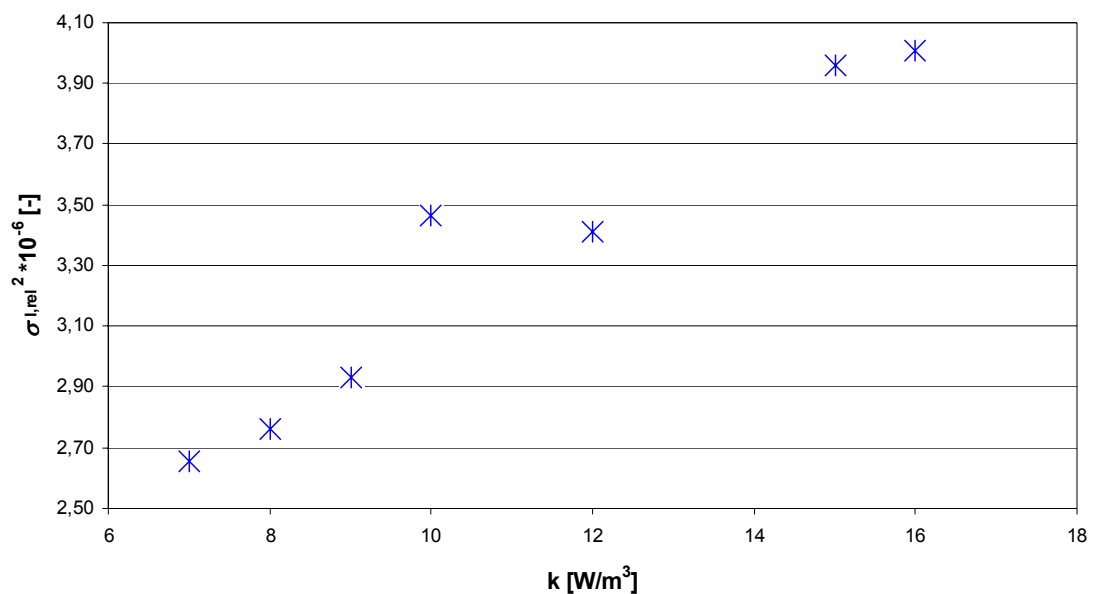
Jednotlivým pozicím v Gaussově svazku x jsem přiřadila číselnou hodnotu průměrné relativní variance optické intenzity a směrnice křivky intenzitního profilu k , a to díky vypočítané spojnici trendu (Tabulka 9.2).

Tabulka 9.2 Průměrná rel. var. opt. int. ve vztahu k pozici ve svazku a směrnici k (ze spojnice trendu)

x	k	průměr $\sigma_{I,rel}^2 * 10^{-6}$
[mm]	[W/m ³]	[-]
3	16	4,01
4	9	2,93
5	7	2,66
6	8	2,76
7	12	3,41
8	15	3,96
9	10	3,47

Výsledná charakteristika je zobrazena na (Obrázek 9.9) pro směrnici k určenou ze spojnice trendu.

Závislost průměrné rel. var. opt. int. na směrnici profilu (ze spojnice trendu)



Obrázek 9.9 Průměrná relativní variance optické intenzity v závislosti na směrnici k (směrnice určena ze spojnice trendu)

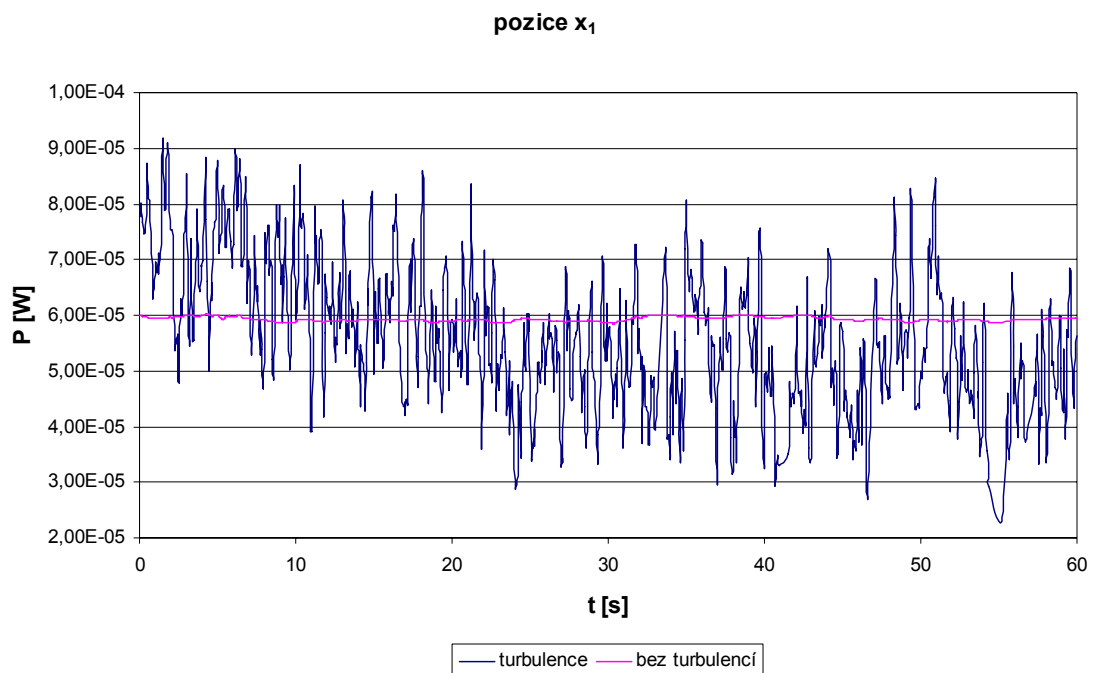
Z (Obrázek 9.9) je patrné, že průměrná relativní variance optické intenzity narůstá s rostoucí směrnici k . Přesná definice dané závislosti nebyla zjišťována. Na základě tohoto poznatku můžeme stanovit optimální tvar laserového svazku pro minimalizaci vlivu turbulentního atmosférického přenosového prostředí.

V teoretické části této práce jsem uvedla, že tato závislost je exponenciální, protože exponenciální závislost je obecnější funkce než lineární závislost. Závislost

určená ze směrnice trendu (Obrázek 9.9) by se v daném rozsahu měření dala považovat za lineární závislost.

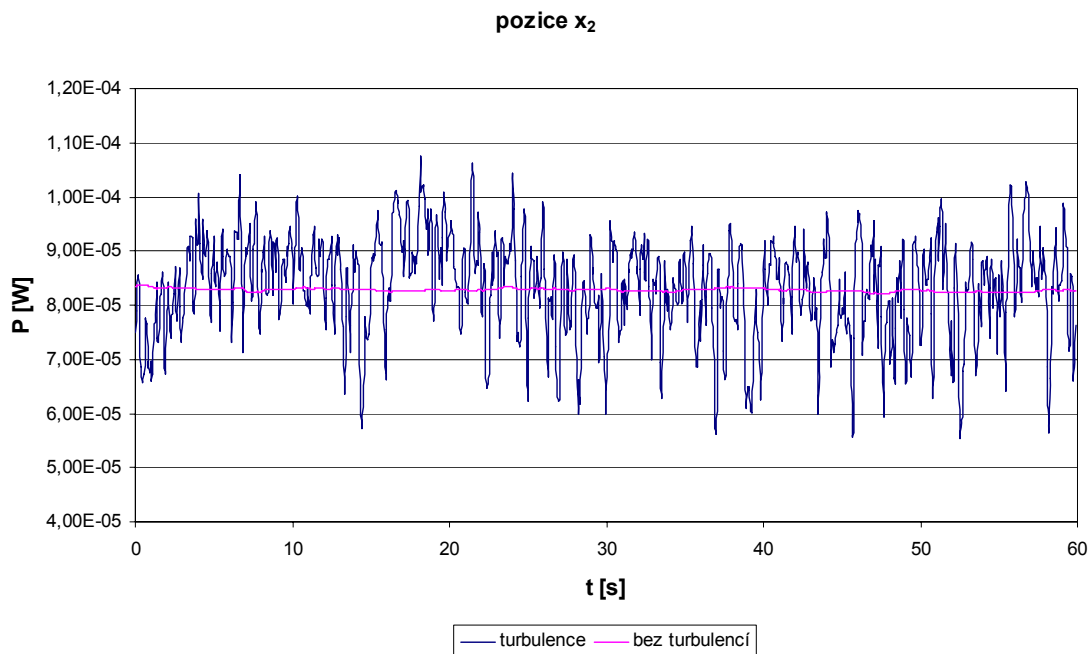
9.3.2 Určení rel. var. opt. intenzity v daných pozicích laserového svazku pomocí měřených opt. výkonů

V jednotlivých měřeních bodech $x_1 - x_6$ jsem po dobu 1 minuty snímala optický výkon procházející clonkou s otvorem o průměru 2 mm. Měření jsem prováděla v prostředí bez generovaných atmosférických turbulencí i v prostředí s atmosférickými turbulencemi. V každém grafu tedy pozorujeme dva průběhy, fluktuující průběh představuje časový záznam přijatého optického výkonu v turbulentním prostředí, stabilní úroveň optického výkonu znázorňuje optický výkon v prostředí bez atmosférických turbulencí. Výsledné grafy průběhu detekce optického výkonu jsou zobrazené v (Obrázek 9.10) až (Obrázek 9.15).

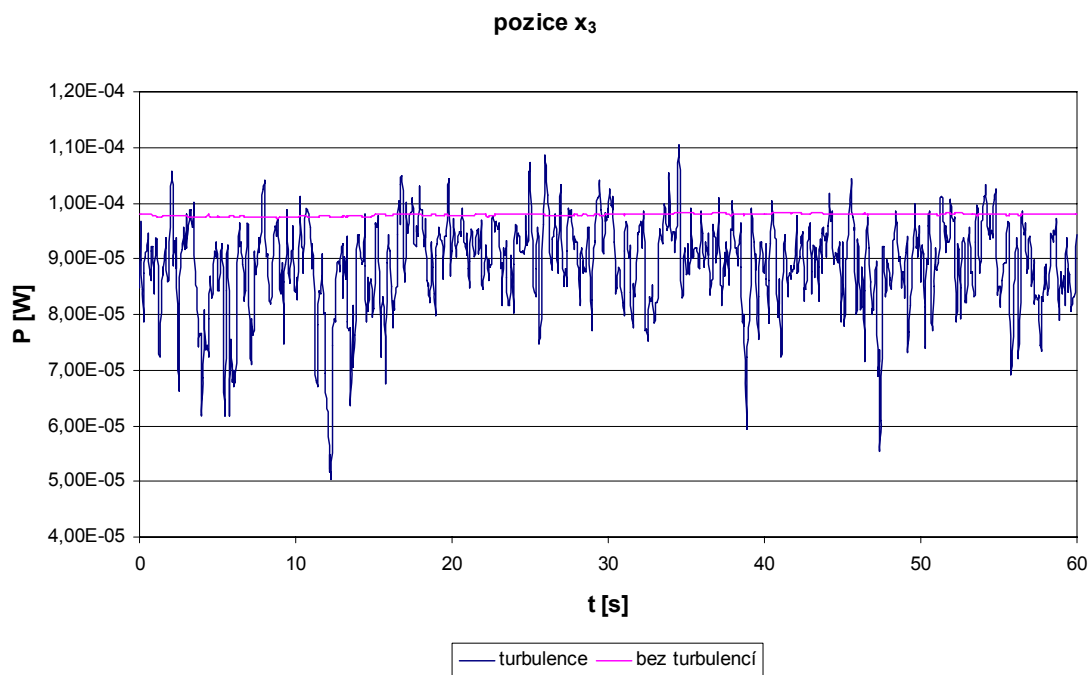


Obrázek 9.10 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_1 (3 mm)

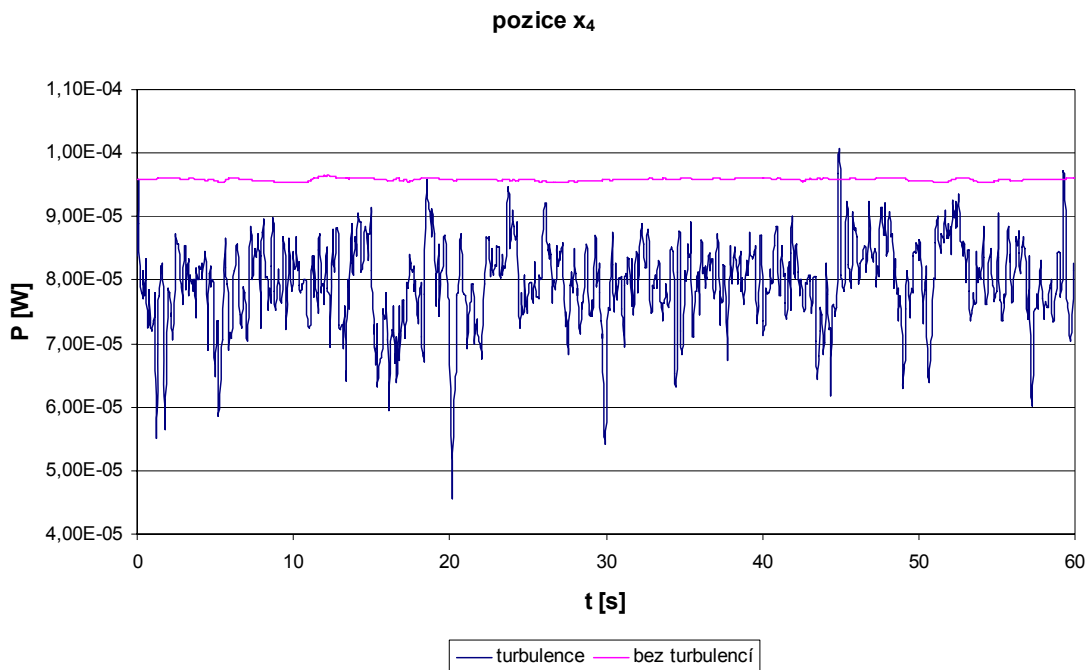
Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra



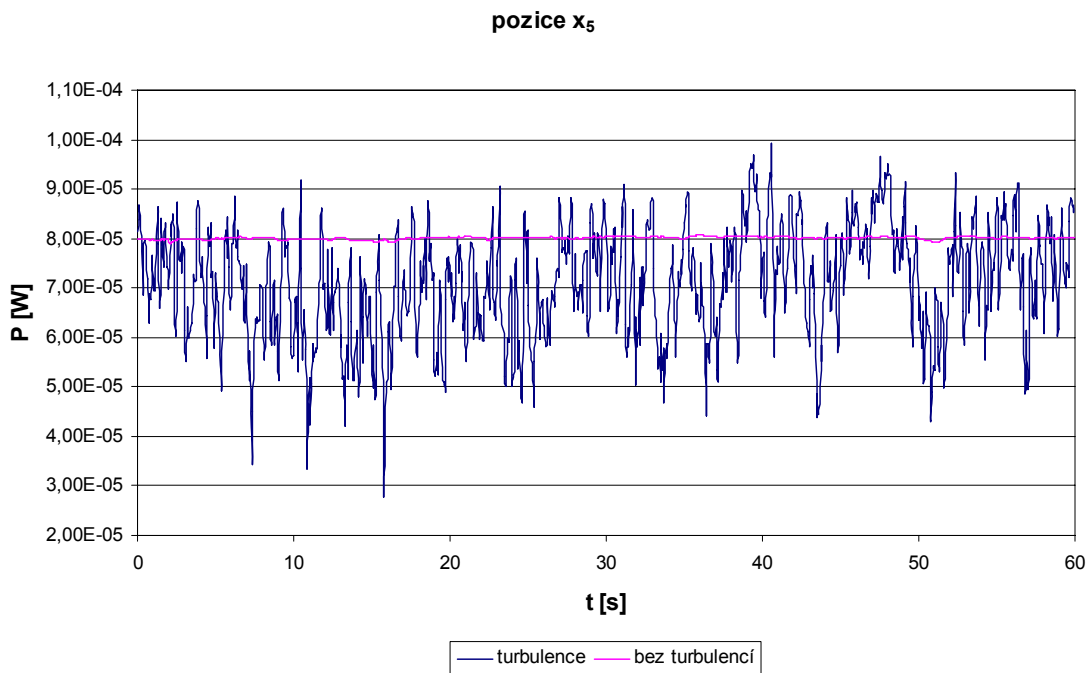
Obrázek 9.11 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_2 (4 mm)



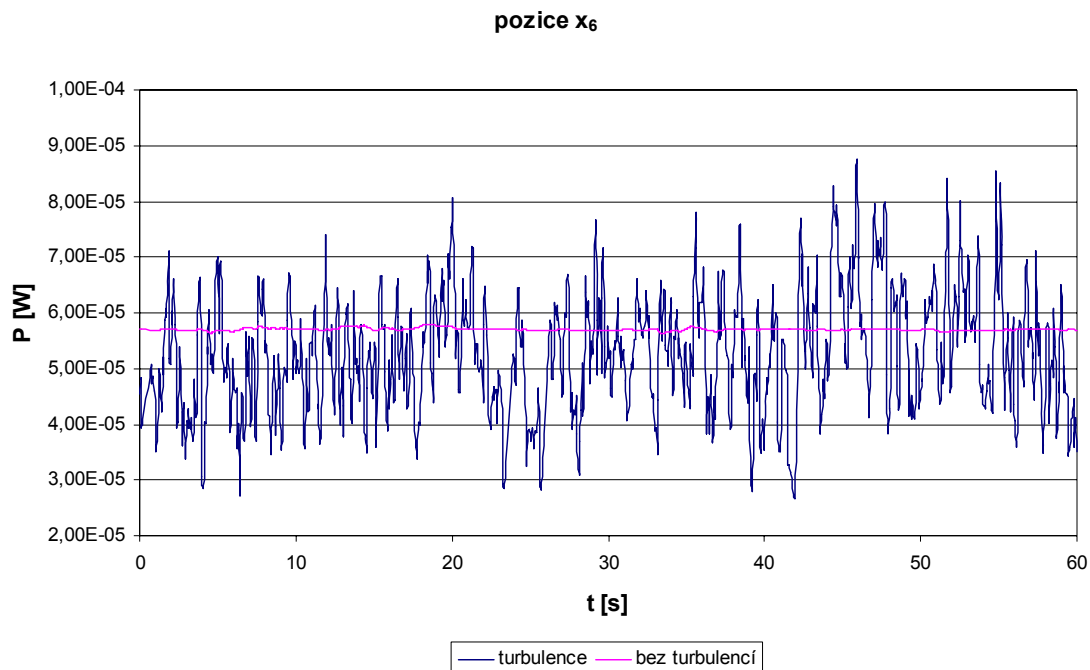
Obrázek 9.12 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_3 (5 mm)



Obrázek 9.13 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_4 (6 mm)



Obrázek 9.14 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_5 (7 mm)



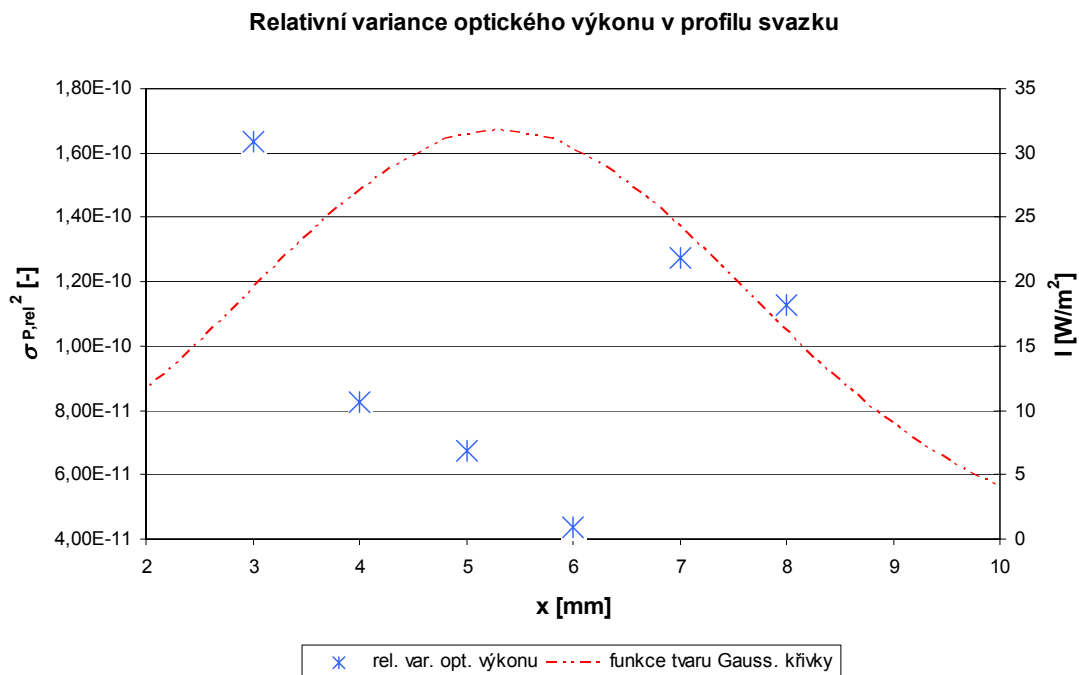
Obrázek 9.15 Časový záznam přijatého dílčího optického výkonu v pozici x_6 (8 mm)

Nejdříve se zaměříme na vyhodnocení turbulentních průběhů. Určíme relativní varianci optického výkonu v jednotlivých pozicích měření. Každé pozici přiřadíme číselnou hodnotu směrnice křivky intenzitního profilu určenou měřením (ze spojnice trendu) (Tabulka 9.3).

Tabulka 9.3 Rel. var. opt. výkonu ve vztahu k pozici ve svazku a směrnici k (ze spojnice trendu)

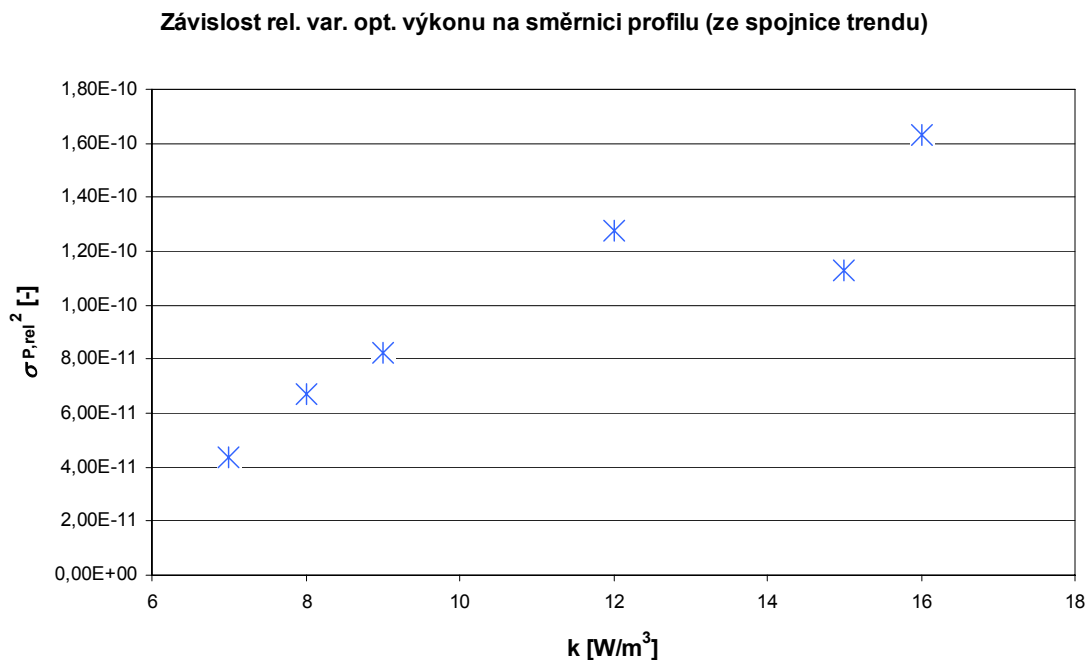
x	k	turb. $\sigma_{p,rel}^2$
[mm]	[W/m ³]	[-]
3	16	1,63E-10
4	9	8,26E-11
5	8	6,72E-11
6	7	4,37E-11
7	12	1,27E-10
8	15	1,13E-10

Na následujícím (Obrázek 9.16) jsou znázorněny relativní variance optického výkonu měřené v jednotlivých pozicích. Z grafu je patrné, že nejnižší relativní variance optického výkonu je ve středu svazku, směrem k okrajům tato veličina narůstá a posléze v krajní poloze opětovně klesá.



Obrázek 9.16 Relativní variance optického výkonu v profilu Gaussova svazku

Při zobrazení závislosti relativní variance optického výkonu na směrnici určené ze spojnice trendu měřeného průběhu (Obrázek 9.17) zjistíme, že s rostoucí směrnici narůstá i relativní variance optického výkonu. Tato závislost se v tomto případě na základě experimentálních výsledků jeví jako lineární.



Obrázek 9.17 Relativní variance optického výkonu v závislosti na směrnici k (směrnice určená ze spojnice trendu)

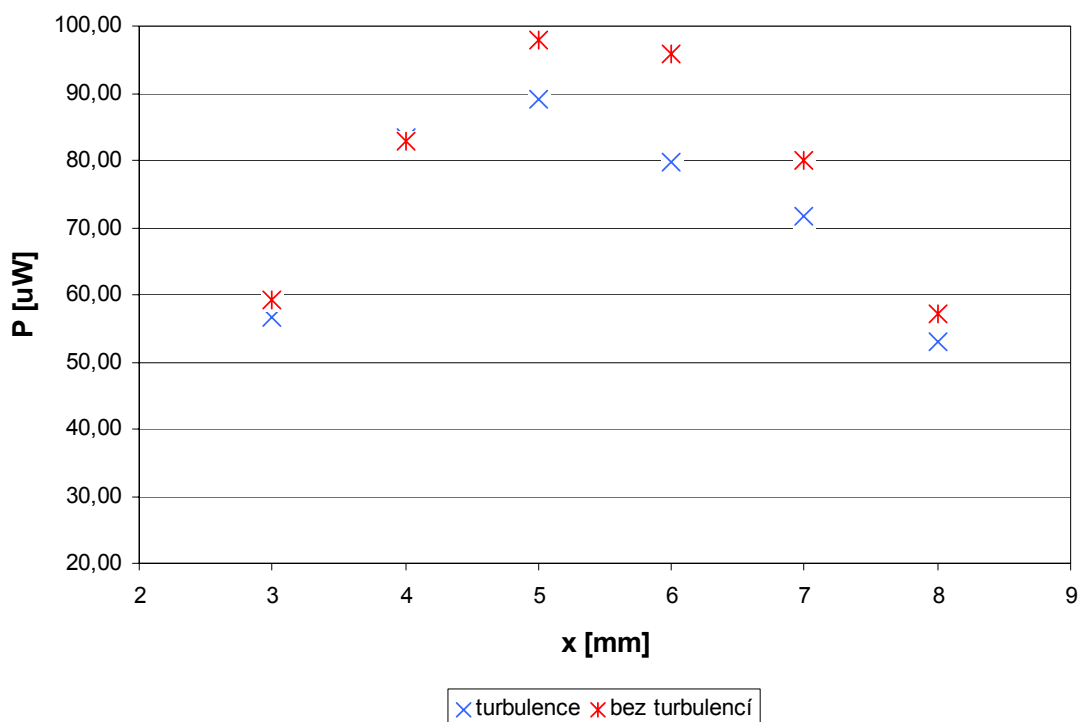
9.4 Metoda dostupného výkonu a určení turbulentního útlumu

Zpracováním naměřených dat (Tabulka 9.4) v jednotlivých pozicích jsem určila průměrný optický výkon bez turbulencí P_{neturb} , průměrný optický výkon v turbulentní atmosféře P_{turb} a minimální přijatý optický výkon P_{min} (minimální hodnota dílčího optického výkonu v dané pozici). Pro přehled jsem ještě uvedla poměr průměrného optického výkonu změřeného v turbulentní atmosféře a atmosféře bez turbulencí.

Tabulka 9.4 Optické výkony při turbulenci a bez turbulencí v daných pozicích

x	P_{turb}	P_{neturb}	$P_{\text{turb}}/P_{\text{neturb}}$	P_{min}
[mm]	[uW]	[uW]	[-]	[uW]
3	56,57	59,29	0,95	23,30
4	83,38	82,81	1,01	56,60
5	89,12	97,88	0,91	50,60
6	79,65	95,83	0,83	45,90
7	71,61	80,10	0,89	27,70
8	53,07	57,02	0,93	27,20

Výkony při průchodu turbulencemi a bez turbulencí

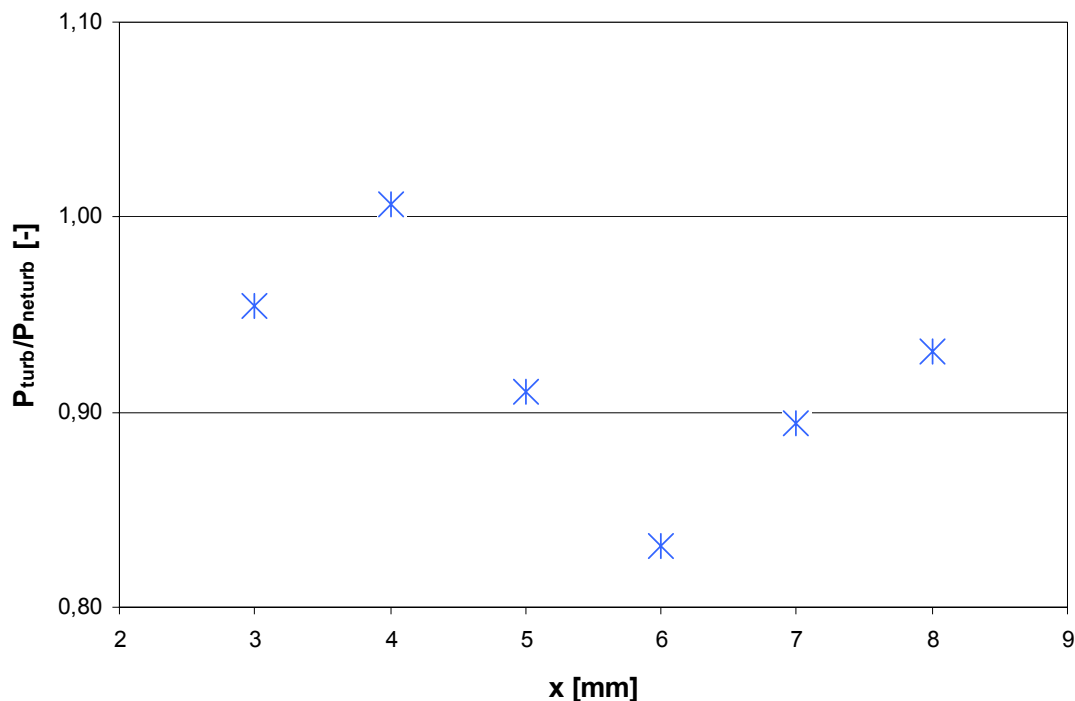


Obrázek 9.18 Optické výkony v jednotlivých bodech měření

Z (Obrázek 9.18) je zřejmé, že průměrný optický výkon v atmosféře bez turbulencí je vyšší než v turbulentní atmosféře. Tento rozdíl představuje turbulentní útlum. Pro zajímavost jsem vypočítala i poměr těchto dvou optických výkonu a z

(Obrázek 9.19) je jasné, že tento poměr není konstantní v celém rozsahu měřených hodnot.

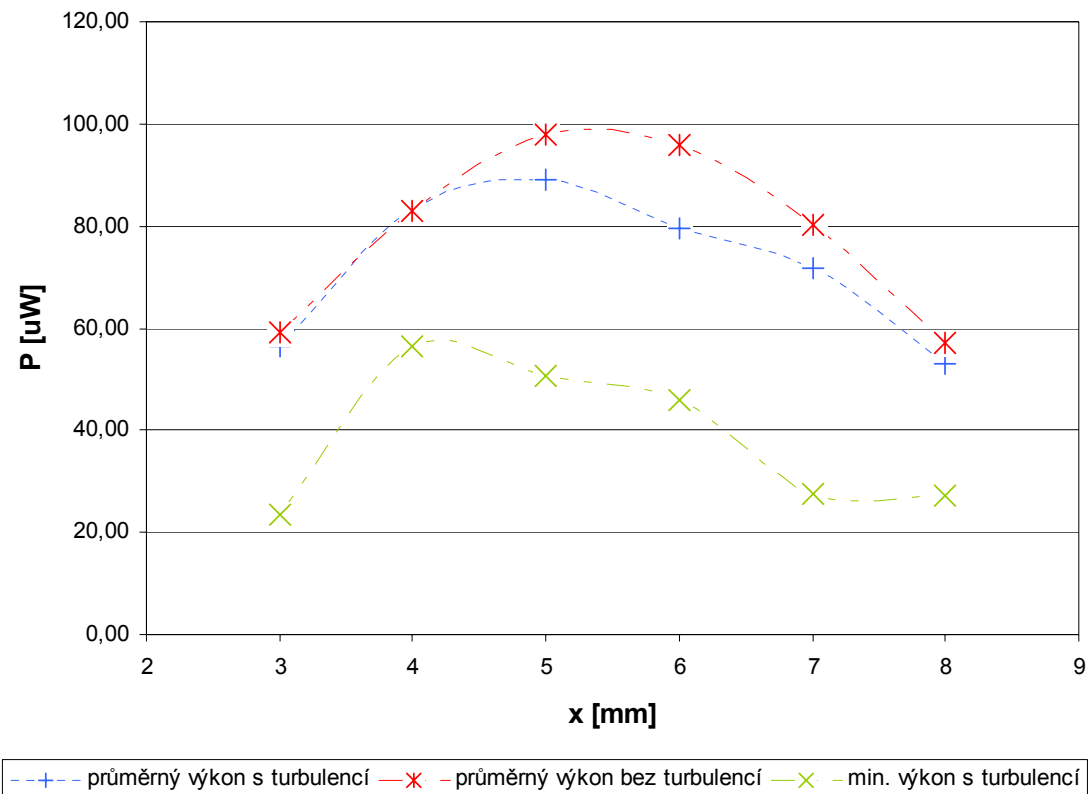
Poměr optických výkonů



Obrázek 9.19 Poměr optického výkonu měřeného v turbulencích k optickému výkonu v atmosféře bez turbulencí

Pro větší názornost jsem vykreslila (Obrázek 9.20) ještě jednou P_{turb} (průměr výkon s turbulencí), P_{netur} (průměrný výkon bez turbulencí) a P_{min} (min. výkon s turbulencí) do jednoho grafu a proložila spojitou křivkou.

Zobrazení jednotlivých výkonů v místech zkoumání



Obrázek 9.20 Grafické znázornění jednotlivých výkonových charakteristik

Zkusíme přibližně určit útlumy turbulencemi z grafu. Pokud budeme předpokládat, že průměrný měřený optický výkon bez turbulencí bude představovat 100% přijatého optického výkonu, pak na základě numerické integrace z mezí x_1 až x_6 určíme procentuální část průměrného optického výkonu, kterou detekujeme s turbulencemi a minimální detekovatelný optický výkon. Procentuální části optických výkonů (normované plochy dostupného výkonu S v %) jsou pro jednotlivé situace uvedeny v následující tabulce (Tabulka 9.5) a následně jsou přepočítané na turbulentní útlumy (metodou dostupného výkonu).

Tabulka 9.5 Plochy dostupného výkonu a turbulentní útlumy

	S	α
	[%]	[dB]
průměr. P s turb.	91,3	-1,3
průměr. P bez turb.	100,0	0,0
min. P s turb.	49,7	-9,7

Nyní jednotlivým turbulentním útlumům přiřadíme hodnotu strukturního parametru indexu lomu C_n^2 (Tabulka 9.6). U výkonové charakteristiky s lokálními minimy při turbulenci můžeme jednoznačně hovořit o funkci dostupného výkonu a metodě dostupných výkonů MDV. Hodnotě útlumu -9,7 dB odpovídá strukturní parametr indexu lomu prostředí o hodnotě $4,7 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$.

Numerická hodnota turbulentního útlumu o hodnotě -1,3 dB, kterou jsme určili z průměrných výkonů v jednotlivých bodech, by měla být podle teoretických předpokladů přiřazena Rytovově aproximaci RA. Pokud použijeme tuto aproximaci a vyjádříme strukturní parametr indexu lomu, pak získáme hodnotu $1,8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. Tato hodnota se ovšem o řád neshoduje s výsledkem určeným MDV. To lze přičíst velmi „hrubé“ integraci plochy dostupného výkonu S (numerická integrace pomocí pouze 6 bodů), nepřesností měření anebo se můžeme zamyslet nad tím, zda otvor v clonce o daném rozměru není pro stanovení turbulentního útlumu Rytovovou aproximací příliš veliký (Rytovova aproximace vychází z optické intenzity – bodová veličina). Proto použijeme Andrewsovu metodu AN a pro turbulentní útlum -1,3 dB vychází strukturní parametr indexu lomu číselně $1,9 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$, což je hodnota obdobná jako hodnota získaná metodou dostupných výkonů.

Tabulka 9.6 Turbulentní útlum a strukturní parametr indexu lomu určený podle uvedených metod

α [dB]	C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$]	metoda
-9,7	4,7 E-11	MDV
-1,3	1,8 E-12	RY
-1,3	1,9 E-11	AN

Z experimentálních výsledků vyplývá, že i když je průměrný turbulentní útlum -1,3 dB, tak v určitých okamžicích může tento turbulentní útlum dosáhnout v extrémním případě až hodnoty -9,7 dB, což odpovídá závěrům, které uvádí metoda dostupných výkonů.

9.5 Závěr

Díky zkušenostem z průběžně prováděných měření a jejich výsledků jsem připravila experiment, který je součástí této disertační práce.

Z výsledků experimentálních měření vyplývá, že relativní variance optické intenzity je rozložena v optickém svazku nerovnoměrně, její rozložení je závislé na směrnici křivky intenzitního profilu v daném místě. Doposud se předpokládalo, že rozložení relativní variance optické intenzity je konstantní v celém optickém svazku. Díky znalosti nerovnoměrného rozložení relativní variance optické intenzity můžeme stanovit optimální tvar intenzitního profilu laserového svazku pro minimalizaci vlivu turbulentní atmosféry.

Na základě naměřených minimálních optických výkonů v jednotlivých bodech měření lze určit funkci dostupného výkonu a určit nejhorší možný turbulentní útlum, jak jsem ukázala na jednoduchém příkladu v experimentální části disertační práce. Z výsledků je rovněž jasné, že průměrný turbulentní útlum se může zásadně lišit od nejhoršího možného turbulentního útlumu.

10 Závěr

Tato disertace se obecně zabývá optickými bezkabelovými spoji a jevy v atmosférickém přenosovém prostředí, které významně ovlivňují provoz optické linky. Blíže se pak práce zaměřuje na atmosférické turbulence a jejich vliv na optické svazky ve volném prostoru.

Během dosavadního studia jsem se seznámila a prozkoumala v současnosti používané modely určování míry atmosférických turbulencí a turbulentního útlumu. Dosud používané modely opomíjejí vliv rozložení optické intenzity v optickém svazku na turbulentní útlum. Rozhodla jsem se proto zaměřit se na studium intenzitního profilu laserového svazku v turbulentní atmosféře. Výsledkem mé dosavadní práce je metoda dostupných výkonů a tvrzení, že relativní variance optické intenzity je nerovnoměrně rozložena v intenzitním profilu laserového svazku. Rovněž jsem vypracovala metodiku určování parametrů atmosférického přenosového prostředí spjatých s optickými bezkabelovými spoji.

10.1 Splnění cílů

Metoda dostupných výkonů umožňuje stanovit míru atmosférických turbulencí a turbulentní útlum na základě analýzy intenzitního profilu laserového svazku procházejícího turbulentním atmosférickým přenosovým prostředím. Díky metodě založené na analýze intenzitního profilu jsme schopni stanovit nejhorší možný turbulentní útlum pro daný stav atmosféry. V této práci jsem matematicky metodu dostupného výkonu popsala a jednoduchým experimentem jsem ji ověřila.

Díky experimentálním měřením jsem si uvědomila, že relativní variance optické intenzity v intenzitním profilu laserového svazku není rovnoměrně rozložena, jak se doposud předpokládalo, ale rozložení této variance je nerovnoměrné a závisí na směrnici křivky intenzitního profilu. Díky tomuto poznatku jsem stanovila optimální tvar optického svazku pro minimalizaci vlivu turbulentní atmosféry. V optimálním případě bychom měli pro optické přenosy v turbulentní atmosféře používat svazky typu „Top hat“. Tyto svazky mají v ideálním případě nulovou směrnici křivky intenzitního profilu v celém průřezu svazku.

Výstupem této práce je rovněž metoda určení charakteristik atmosférického přenosového prostředí, která v sobě zahrnuje určení jak útlumu atmosféry způsobeného hydrometeory a prachovými částicemi, tak turbulentního útlumu. Na základě znalosti parametrů vysílaného svazku můžeme díky této metodice stanovit charakter optického svazku v rovině přijímače.

10.2 Metoda plnění cílů

Při práci na této disertaci jsem postupovala následovně. V prvním kroku jsem se seznámila s optickými svazky ve volném prostoru. Následně jsem teoreticky analyzovala problematiku stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí. V další části jsem se věnovala modelování těchto charakteristik a na závěr jsem experimentálně ověřila teoretické poznatky. Volila jsem statistický přístup, protože atmosféra je považována za nestacionární a nehomogenní prostředí.

11 Literatura

- [1] FLECKER, B., GEBHART, M., LEITGEB, E., SHEIKH MUHAMMAD, S., CHLESTIL, C. Results of attenuation measurements for optical wireless channels under dense fog conditions regarding different wavelengths. *Atmospheric Optical Modeling, Measurement, and Simulation II - Proceedings of the SPIE*. 2006, vol. 6303, p. 1-11.
- [2] NABOULSI, A., SIZUN, M., DE FORNEL, F. Propagation of optical and infrared waves in the atmosphere. In *The Proceedings of the XXVIIIth URSI General Assembly in New Delhi*. New Delhi (India): URSI, 2005, p. 1 – 4.
- [3] ANDREWS, L., PHILLIPS, R., HOPEN, C. *Laser Beam Scintillation with Applications*. Washington: Spie Press, 2001.
- [4] KOREVAAR, E., KIM, I., MCARTUR, B. Atmospheric Propagation Characteristics of Highest Importance to Commercial free Space Optics. *Atmospheric Propagation - Proceedings of the SPIE*. 2003, vol. 4976, p. 1 – 12.
- [5] GEBHART, M., LEITGEB, E., SHEIKH MUHAMMAD, S., FLECKER, B., CHLESTIL, C., AL NABOULSI, M., DE FORNEL, F., SIZUN, H. Measurement of Light attenuation in dense fog conditions for FSO applications. *Atmospheric Optical Modeling, Measurement, and Simulation - Proceedings of the SPIE*. 2005, vol. 5891, p. 175-186.
- [6] KIM, I., MCARTHUR, B., KOREVAAR, E. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications, *Optical Wireless Communications III - Proceedings of SPIE*. 2001, vol. 4214, p. 26-37.
- [7] SALEH, B.E.A., TEICH, M.C. *Základy fotoniky*. Praha: MATFYZPRESS Praha, 1994. ISBN 80-85863-00-6.
- [8] KIM, I.I., STIEGER R., KOONTZ J.A., MOURSUND C., BARCLAY M., ADHIKARI P., SCHUSTER J., KOREVVAR E. Wireless optical transmission of fast ethernet, FDDI, ATM, and ESCON protocol data using the TerraLink laser communication system. *Optical Engineering*.37(12) s.3143–3155. December 1998.
- [9] KAVEHRAD, M., HAMZEH, B. Beaming Bandwidth via Laser Communications. In *5th Integrated Communications, Navigation and Surveillance Technologies*. Pennsylvania (USA): The Pennsylvania State University, Department of Electrical Engineering, 2005.
- [10] Breed, G. Analyzing Signals Using the Eye Diagram. *High Frequency Electronics*. November 2005, p. 50 - 53
- [11] HOVOŘÁK, P. Decreasing of turbulent atmosphere effect by multi beam transmission in FSO. In *RADIOELEKTRONIKA 2003 - Conference Proceeding in Radioelektronika 2003*. Brno: MJ Servis Ltd., Kouty 16, Brno, 612 00, 2003, s. 288 - 291, ISBN 80-214-2383-8
- [12] FRANZ, J.H. and JAIN, V.K. *Optical Communications Components and Systems*. New York: CRC Press, 2000. ISBN 0-8493-0935-2. RAIDA, Z. Modeling EM Structures in Neural Network Toolbox of Matlab. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2003, vol. 45, no. 1. ISSN 1045-9243. Accepted. To be published in February 2003.
- [13] DORDOVÁ, L. Laser Beam Geometry and Spectral Linewidth Variation in Turbulent Atmosphere. In *6th INTERNATIONAL CONFERENCE OF PHD STUDENTS*. Miskolc (Hungary): University of Miskolc, Innovation and Technology Transfer Centre, 2007, p. 239-244. ISBN: 978-963-661-783-7.
- [14] DORDOVÁ, L., WILFERT, O. Optical intensity distribution and beam halfwidth in relation to the laser diode operating temperature. In *Kondor 2007*. Trencianske Jastrabie (Slovakia): Institute of Radio Electronics, Faculty of Electrical Engineering and Communication, Brno University of Technology, 2007, p. 13-16. ISBN: 978-80-214-3394-6.

- [15] DORDOVÁ, L. Metody stanovení teplotních vlivů na bezkabelové optické spoje. In *Seminář o řešení projektu GA ČR 102/03/H109 2007*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky, 2007, p. 48-51. ISBN: 978-80-214-3444-8.
- [16] DORDOVÁ, L., WILFERT, O. Optimal laser diode operating mode with unstable operating temperature in turbulent atmosphere. In *Proceedings of the Semiconductor Lasers and Laser Dynamics in SPIE Europe – Photonics Europe 2008*, Strasbourg (France): SPIE Europe, 2008, p. 1 - 11
- [17] DORDOVÁ, L., WILFERT, O. Volume of Atmospheric Turbulences Evaluation on the Basis of the Turbulent Area Quantification. In *Proceedings of 14th Conference on Microwave Techniques COMITE 2008*. Praha: Faculty of Electrical Engineering Czech Technical University in Prague, 2008, p. 1-4
- [18] TOŠOVSKÝ, O., DORDOVÁ, L. Free Space Optical Channel Parameters Estimation for High Altitude Platform System. In *Proceedings of 18th International Conference Radioelektronika 2008*. Praha: Faculty of Electrical Engineering Czech Technical University in Prague, 2008, p. 1-5
- [19] DORDOVÁ, L. Analysis of Atmospheric Transmission Media Influence on Symmetrical Gaussian Beam. In *12th International Student Conference on Electrical Engineering Poster 2008*. Praha: Faculty of Electrical Engineering Czech Technical University in Prague, 2008, p. 1-4
- [20] DORDOVÁ, L. The Turbulent Area and Substitutive Turbulent Function of the Circular Symmetric Gaussian Beam. In *Student EEICT 2008*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií a Fakulta informačních technologií, 2008, p. 1-5
- [21] In *Štefániková hvězdárna* [online]. Ultrazvukové vlny pohybující se nadsvětelnou rychlostí [cit. 2008-05-03]. Dostupný z WWW: <http://www.observatory.cz/news/detail.php?page=&id=128&pda=>
- [22] In *Western Michigan University* [online]. Solar spectrum [cit. 2008-09-07]. Dostupný z WWW: http://homepages.wmich.edu/~korista/sun-images/solar_specbb.jpg
- [23] WILFERT, O. *Fotonika a optické komunikace*. UREL, VUT v Brně, Brno: UREL FEKT VUT v Brně, 2007
- [24] In *Laboratory for Atmospheric and Space Physics* [online]. Diagram of solar radiation transmittance [cit. 2008-07-18]. Dostupný z WWW: http://lasp.colorado.edu/images/science/solar_infl/spectrum-contribution.jpg
- [25] In *Univerzita Jana Evangelisty Purkyně Ústí nad Labem* [online]. Poissonovo rozdělení [cit. 2008-06-09]. Dostupný z WWW: <http://fse1.ujep.cz/statistika/STA-pois.rtf>
- [26] WILFERT, O. *Optoelektronika*. Optoelektronika. UREL, VUT v Brně, Brno: UREL FEKT VUT v Brně, 2002. ISBN: 80-214-2264-5.
- [27] In *Roper Scientific Germany* [online]. Dark current [cit. 2008-10-13]. Dostupný z WWW: <http://www.roperscientific.de/tdark.html>
- [28] In *Physics – University of Toronto* [online]. Thermal noise [cit. 2007-11-25]. Dostupný z WWW: <http://www.physics.utoronto.ca/~phy225h/experiments/thermal-noise/Thermal-Noise.pdf>
- [29] In *ARC Electronics* [online]. Fiber Optics - The Basics of Fiber Optic Cable [cit. 2008-05-08]. Dostupný z WWW: <http://www.arcelect.com/fibercable.htm>
- [30] In *Engineering Fundamentals* [online]. Error Function and Complementary Error Function [cit. 2008-03-19]. Dostupný z WWW: http://www.efunda.com/math/error_zeta/error_zeta.cfm
- [31] KOLKA, Z.; WILFERT, O. Statistical model of free-space optical data link. In *Proc. of The International Symposium on Optical Science and Technology*. Denver: Int. Soc. for Opt. Eng., 2004. s. 203-213. ISBN: 0-8194-5488-5.
- [32] O'BRIEN, H. W. Visibility and Light Attenuation in Falling Snow, *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 9, pp. 671-683, 1970
- [33] NEBULONI, R., CAPSONI, C. Laser Attenuation by Falling Snow, In *Proc. of CSNDSP 2008*, vol. 10, Graz, Austria, 2008
- [34] WILFERT, O., *Optické bezkabelové spoje*, Habilitační práce, 2004
-

Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra

- [35] GLESK, I., RUNSER, R. J., PRUCNAL, P. P., New trends in optical communications, In *Proc. SPIE Vol. 4356*, p. 102-110, 12th Czech – Slovak – Polish Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics
- [36] WU, H., HAMZEH, B., KAVEHRAD, M., Availability of airborne hybrid FSO/RF links, In *Proceedings of the SPIE Volume 5819*, pp. 89-100, 2005
- [37] ANDREWS, L.C., *Field Guide to Atmospheric Optics*, SPIE Press, Washington, 2004, ISBN 0-8194-5318-8
- [38] In *Astro Terra* [online]. History and Recognition [cit 2009-02-15]. Dostupný z WWW: <http://astro-terra.com/history.html>
- [39] In *SkyLARC Technologies* [online]. High Altitude Platforms (HAPs) – The Future for Communications [cit. 2009-02-17]. Dostupný z WWW: <http://www.skylarc.com/HAPsmainpres2000/index.html>
- [40] LUTZ, H. P., *Optical Communications in Space - Twenty Years of ESA Effort* [online]. Instrument Technology Division, ESA Technical and Operational Support Directorate, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands [cit. 2009-03-07]. Dostupný z WWW: <http://www.esa.int/esapub/bulletin/bullet91/b91lutz.htm>
- [41] In *Car 2 Car, Communication Consortium* [online]. Mission and Objectives [cit. 2009-02-27]. Dostupný z WWW: <http://www.car-to-car.org/index.php?id=5>
- [42] In *NASA – Goddard Space Flight Centrum* [online]. Electromagnetic Spectrum –Measuring the Electromagnetic spectrum [cit. 2009-04-06]. Dostupný z WWW: http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/known_11/emspectrum.html
- [43] In *Formation & Evolution of Planetary Systems, A Spitzer Legacy Science Program* [online]. Wein's Law and Blackbody Radiation [cit. 2009-05-14]. Dostupný z WWW: <http://feps.as.arizona.edu/outreach/bbwein.html>
- [44] In *KODAK Displays* [online]. About KODAK OLED Technology [cit. 2009-06-09]. Dostupný z WWW: http://www.kodak.com/eknec/PageQuerier.jhtml?pq-path=1473/1683&pq-locale=en_US
- [45] In *PR photonics* [online]. Encyclopedia of Laser Physics and Technology – Lasers [cit. 2009-03-26]. Dostupný z WWW: <http://www.rp-photonics.com/lasers.html>
- [46] In *Vanguard Information Co., Ltd* [online]. Description of the optical arrangement for the top hat beam shaper [cit. 2009-05-29]. Dostupný z WWW: <http://www.vanguard.com.tw/files/DescriptionTH008%2B9.pdf>
- [47] In *Encyclopedia Britannica* [online]. Geometrical Optics [cit. 2008-12-13]. Dostupný z WWW: <http://www.britannica.com/EBchecked/topic/430511/optics/37973/Spherical-aberration#ref420108>
- [48] HENNIGER, H., EPPLE, B., GIGGENBACH, D., Mobil FSO Activities in Europe and Fading Mitigation Approaches, In *Proceedings of 17th International Conference Radioelektronika 2007*. Brno (Czech Republic), 2007, p. 263-268. ISBN 1-4244-0821-0
- [49] In *Encyclopedia Britannica* [online]. Rayleigh scattering [cit. 2008-12-14]. Dostupný z WWW: <http://www.britannica.com/EBchecked/topic/492483/Rayleigh-scattering>
- [50] In *Department of Earth System Science, University of California* [online]. Mie Scattering [cit. 2008-11-28]. Dostupný z WWW: <http://www.ess.uci.edu/~cmclinden/link/xx/node19.html>
- [51] In *Department of Mathematics, California State University, San Bernardino* [online]. The Poisson Distribution [cit. 2008-09-28]. Dostupný z WWW: <http://www.math.csusb.edu/faculty/stanton/probstat/poisson.html>
- [52] ULLMANN, V., *Detekce a aplikace ionizujícího záření* [online]. AstroNuklFyzika [cit. 2008-12-17]. Dostupný z WWW: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm#Fotonasobice>
- [53] DORDOVÁ, L.; WILFERT, O. Free Space Optical Link Range Determination on the Basis of Meteorological Visibility. In *Proceedings of 19th International Conference Radioelektronika 2009*. 2009. s. 333-336. ISBN: 978-1-4244-3536-4
-

- [54] DORDOVÁ, L.; WILFERT, O. Laser beam attenuation determined by the method of available optical power in turbulent atmosphere. *Journal of Telecommunications and Information Technology*, 2009, roč. 2009, č. 2, s. 53-57. ISSN: 1509-4553

Poděkování

Děkuji mému školiteli panu profesorovi Wilfertovi za odborné vedení, velmi cenné rady a pomoc při práci na této disertaci.

Rovněž děkuji akademickým pracovníkům Ústavu radioelektroniky za finanční podporu plynoucí z jejich grantových prostředků, a to především panu profesorovi Wilfertovi za finanční podporu z grantu GA102/09/0550, panu profesorovi Svačinovi za finanční podporu z grantů GD102/08/H027 a MSM0021630513, panu profesorovi Šebestovi a panu docentovi Maršálkovi za podporu z grantu GD102/03/H109.

Velmi děkuji mému životnímu partnerovi a nejlepšímu příteli Lubošovi a mé rodině za nesmírnou podporu nejen během studia a práce na disertaci.

Životopis

Jméno: Lucie DORDOVÁ
Narozená: 23. prosince 1981 v Třinci
Kontakt: xdordo00@stud.feec.vutbr.cz

Vzdělání

2001 – 06 **Vysoké učení technické v Brně / Ústav radioelektroniky**
Magisterský program Elektronika a sdělovací technika
Státní zkouška složena v červnu 2006
Diplomová práce Speciální techniky měření elektrických nábojů
obhájena v červnu 2006

2006 – 09 **Vysoké učení technické v Brně / Ústav radioelektroniky**
Doktorský program Elektronika a sdělovací technika
Státní zkouška složena v červnu 2008

Zkušenosti

7/04 – 8/04 **Třinecký Inženýring – TK**
studijní praxe
měření a regulace, projektová dokumentace

Od 1/09 **Ústav radioelektroniky**
technický pracovník

Jazyky

Angličtina, španělština, polština

Curriculum Vitae

Name: Lucie DORDOVÁ
Born: December 23rd 1981 in Třinec
Contact: xdordo00@stud.feec.vutbr.cz

Education

2001 – 06 **Brno University of Technology / Department of Radio Electronics**
Pre-graduate study of Radio Electronics
State exam passed in June 2006
Diploma thesis Special techniques for electric charge measurements
defended in June 2006

2006 – 09 **Brno University of Technology / Department of Radio Electronics**
Ph.D. study of Electronics
State exam passed in June 2008

Experience

7/04 – 8/04 **Třinecký Inženýring - TK**
study stay
instrumentation and control, project documentation

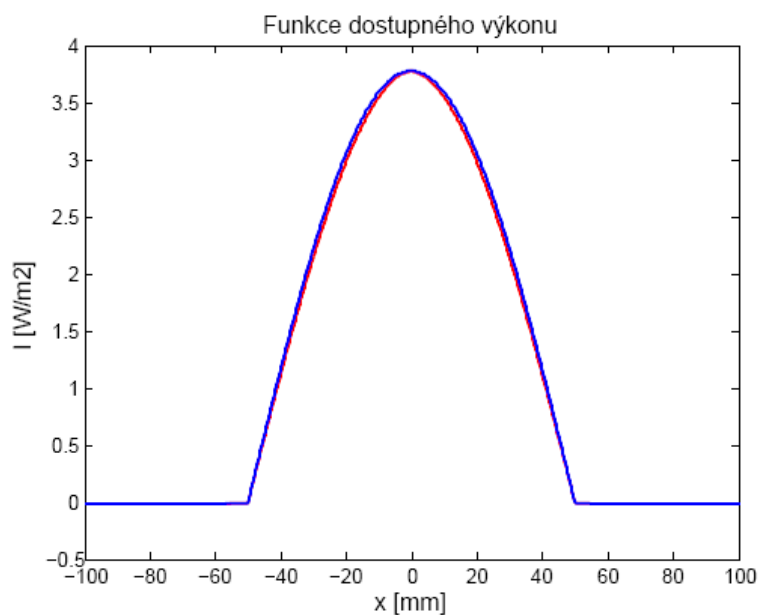
Since 1/09 **Department of Radio Electronics**
technical staff

Languages

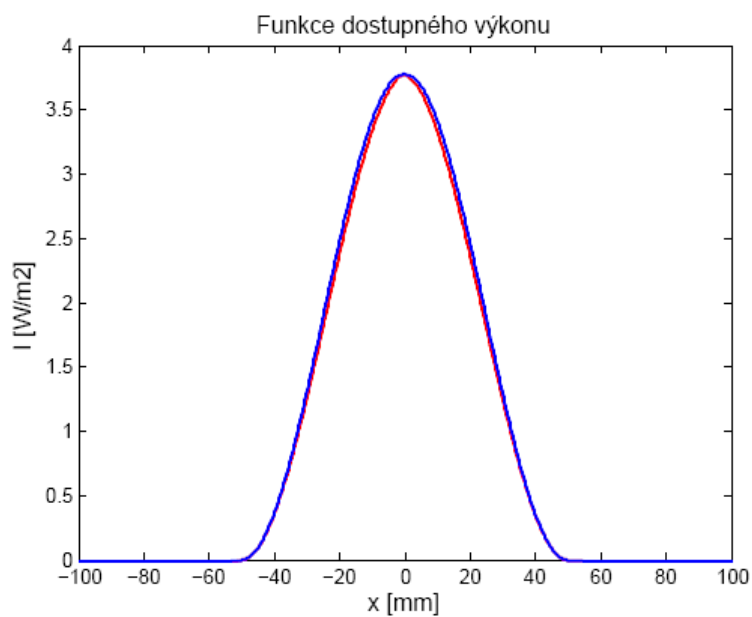
English, Spanish, Polish

Příloha

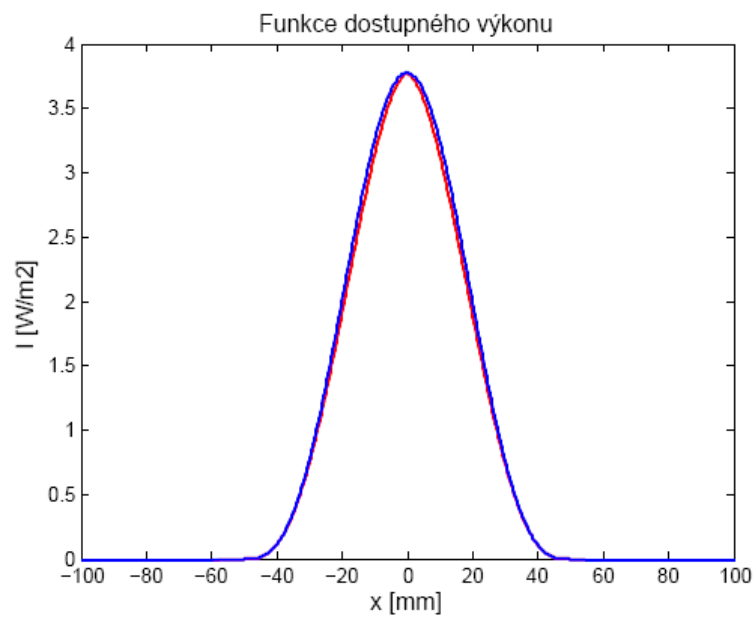
V příloze k disertační práci uvádím grafické znázornění funkcí dostupných výkonů intenzitních profilů uvedených v kapitole 7.2.



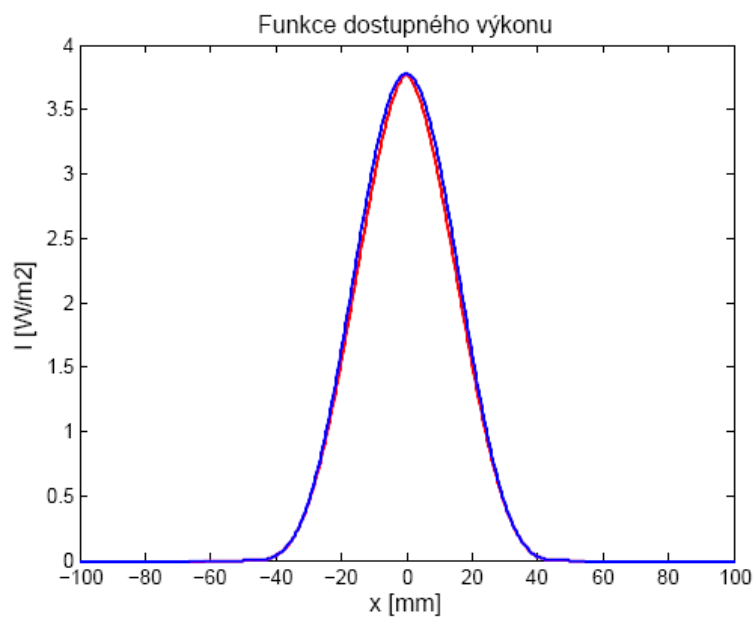
P1. Funkce dostupného výkonu $\sin x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



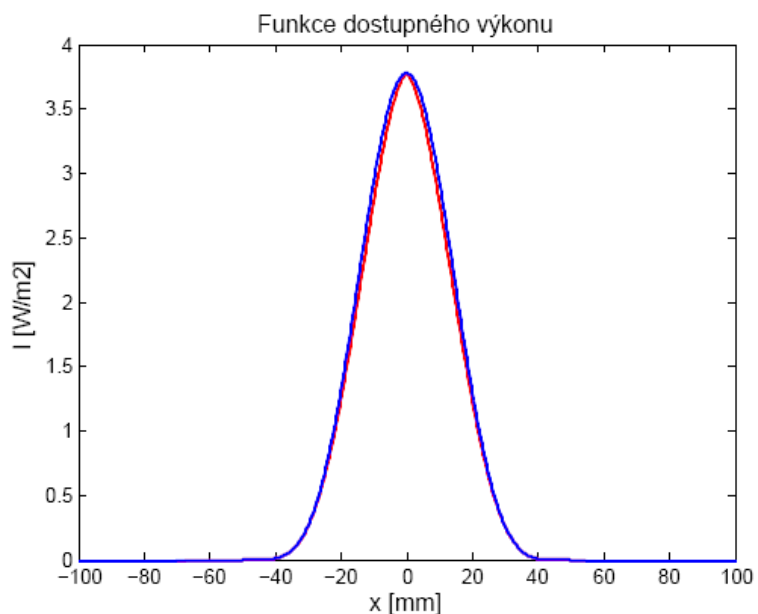
P2. Funkce dostupného výkonu $\sin 2x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



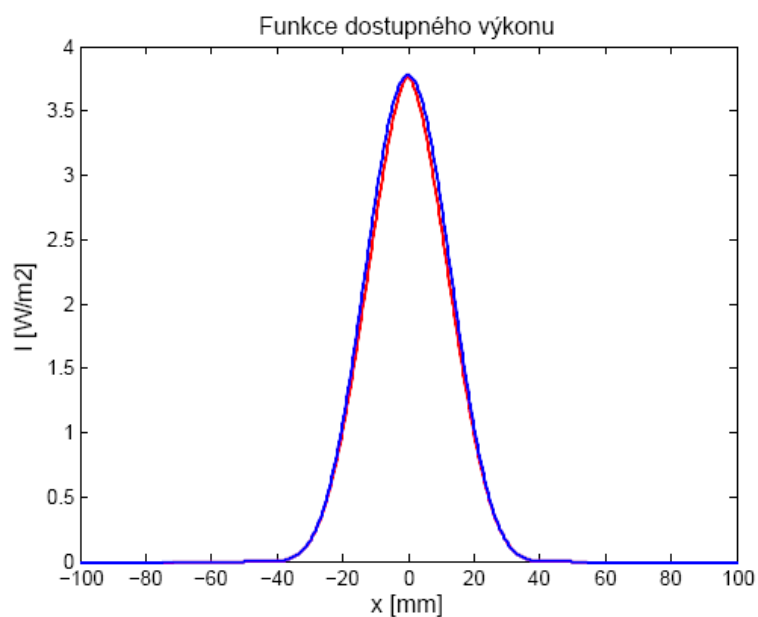
P3. Funkce dostupného výkonu $\sin 3x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



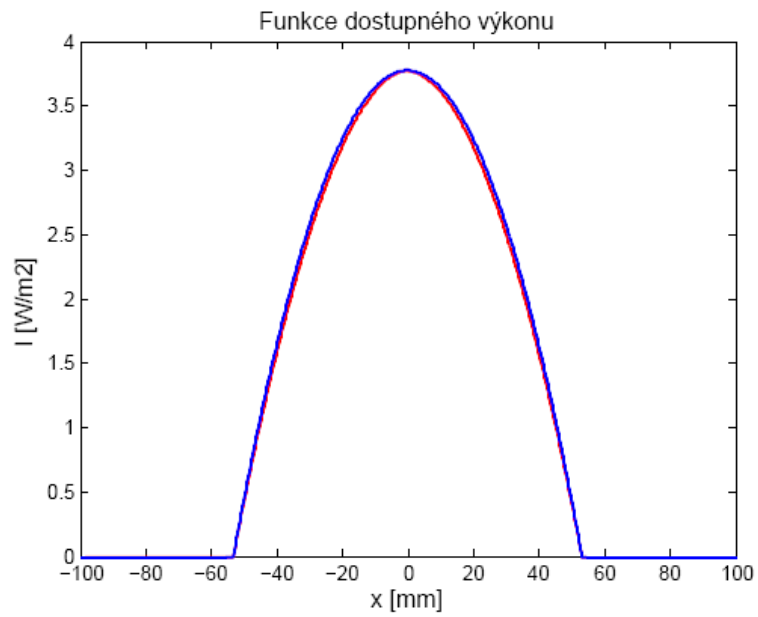
P4. Funkce dostupného výkonu $\sin 4x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



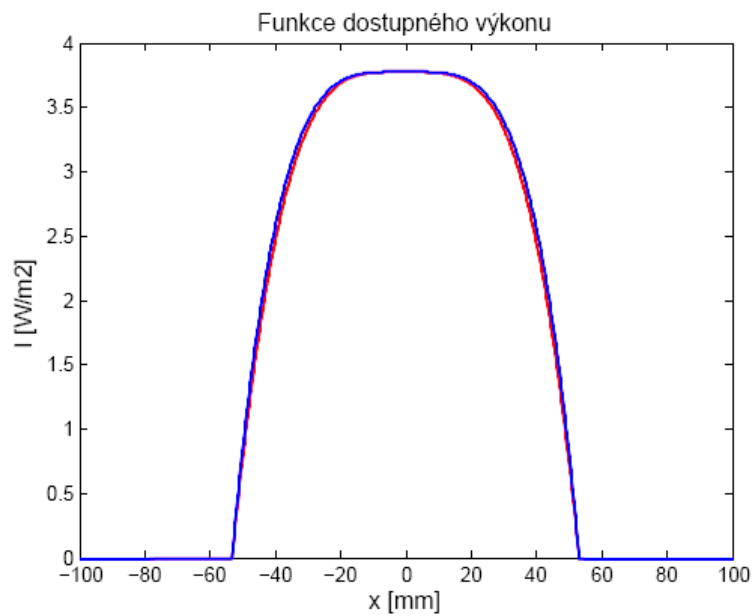
P5. Funkce dostupného výkonu $\sin 5x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



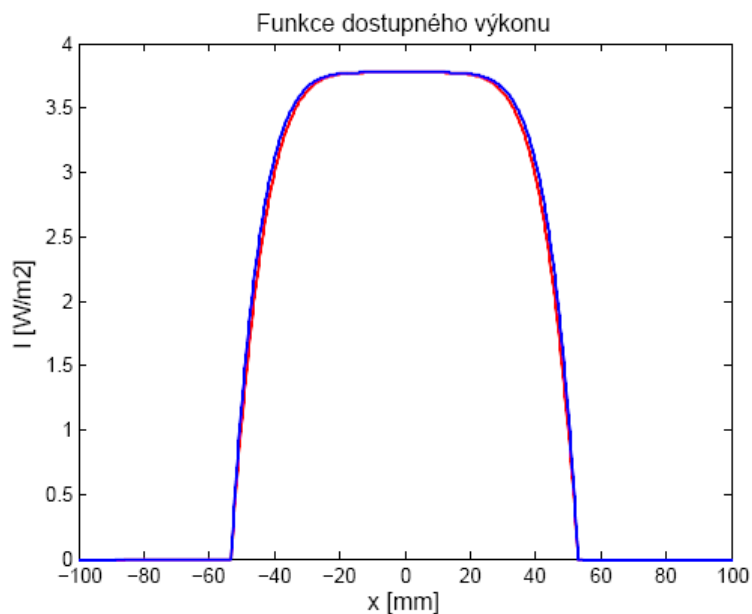
P6. Funkce dostupného výkonu $\sin 6x$ svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



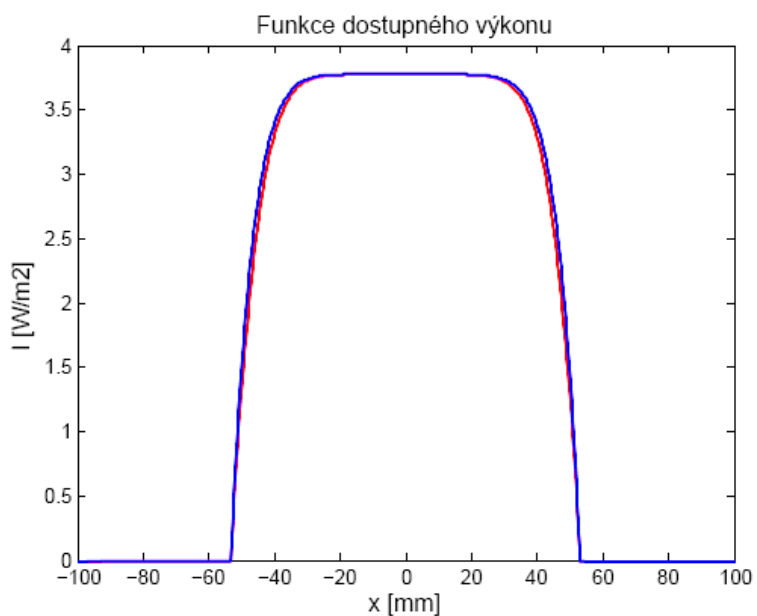
P7. Funkce dostupného výkonu x^2 svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



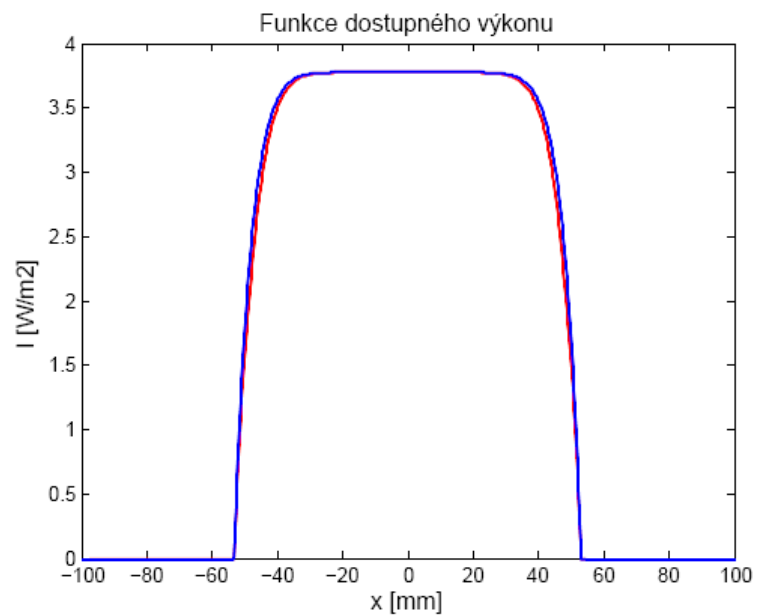
P8. Funkce dostupného výkonu x^4 svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



P9. Funkce dostupného výkonu x^6 svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



P10. Funkce dostupného výkonu x^8 svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity



P11. Funkce dostupného výkonu x^{10} svazku pro rovnoměrné (modrý průběh) a nerovnoměrné (červený průběh) rozložení relativní variance optické intenzity