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

MĚŘENÍ ROZLOŽENÍ OPTICKÉ INTENZITY VE VZDÁLENÉ ZÓNĚ

MEASUREMENT OF THE OPTICAL INTENSITY DISTRIBUTION AT THE FAR FIELD

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE — Bc. JAN VITÁSEK
AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — prof. Ing. OTAKAR WILFERT, CSc.
SUPERVISOR

BRNO, 2009

VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: Bc. Jan Vitásek ***ID:*** 84695
Ročník: 2 ***Akademický rok:*** 2008/2009

NÁZEV TÉMATU:

Měření rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Podrobně prostudujte parametry optických svazků a jejich šíření v atmosféře. Seznamte se s problematikou detekce optických signálů nízkých výkonových úrovní.

Navrhněte metodu měření optické intenzity v průřezu svazku šířky řádu metrů. Dále navrhněte program pro počítačové zpracování a zobrazení naměřených dat.

Sestavte měřicí řetězec pro měření rozložení optické intenzity v optického svazku. Analyzujte vliv difrakce svazku na vysílací čočce na intenzitní profil svazku v různých vzdálenostech od roviny vysílače. Vyhodnoťte naměřená data s cílem získat kvalitativní parametry svazku.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991.

[2] WILFERT, O. Optoelektronika. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2002.

Termín zadání: 9.2.2009 ***Termín odevzdání:*** 29.5.2009

Vedoucí práce: prof. Ing. Otakar Wilfert, CSc.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práve třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom 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.

LICENČNÍ SMLOUVA
POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení:	Bc. Jan Vitásek
Bytem:	Svobody 30, Bolatice, 747 23
Narozen/a (datum a místo):	18. září 1984 v Opavě

(dále jen „autor“)

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika
(dále jen „nabyvatel“)

Čl. 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

   ☐ disertační práce
   ☒ diplomová práce
   ☐ bakalářská práce
   ☐ jiná práce, jejíž druh je specifikován jako ....
   (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP:	Měření rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně
Vedoucí/ školitel VŠKP:	prof. Ing. Otakar Wilfert, CSc.
Ústav:	Ústav radioelektroniky
Datum obhajoby VŠKP:	___________________

VŠKP odevzdal autor nabyvateli*:

☒ v tištěné formě – počet exemplářů: 2
☒ v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.

3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.

4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

---

* hodící se zaškrtněte

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizovaní výpisů, opisů a rozmnoženin.

2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.

3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti

   ☒ ihned po uzavření této smlouvy
   ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
   ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
   ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
   ☐ 10 let po uzavření této smlouvy
   (z důvodu utajení v něm obsažených informací)

4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.

2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.

3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísni a za nápadně nevýhodných podmínek.

4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 29. května 2009

……………………………………….. ……………………………………………

Nabyvatel Autor

ABSTRAKT

Tato diplomová práce se zabývá energetickým proměřováním optického svazku ve vzdálené zóně. Objasněny jsou veličiny: optická intenzita a optický výkon. V práci je diskutováno řešení vlnové rovnice. Popsány jsou rovinná vlna, sférická vlna a Gaussův svazek. Práce obsahuje popis jevů, které nastávají na celé trasy laserového svazku, od vysílací laserové diody po přijímací fotodiodu PIN. Jedním z řešených problémů je difrakce na objímce čočky. Byla sestavena základní aparatura pro prozkoumání jevu difrakce, v níž byla použita vysílací dioda, clonka s kruhovými otvory a detektor. V závěrečné části se práce zabývá problematikou detekce výkonu v optickém svazku. Rozebrány jsou jednotlivé druhy fotodiod a uvedeny jsou jejich základní charakteristiky.

KLÍČOVÁ SLOVA: optický svazek, Gaussova vlna, optická intenzita, optický výkon, laserová dioda, difrakce na objímce čočky, PIN dioda, lavinová dioda

ABSTRACT

The topic of this master's thesis is energy measurement of the optical intensity distribution at the far field. Properties of the optical intensity and the optical power are described. In this thesis solution of wave equation is done. The plane wave, spherical wave and Gaussian beam are described. In this thesis, optical trace of laser beam from transmitter laser diode to receiver PIN photodiode is described. One of the solved problems is diffraction on the lens socket. The basic configuration for diffraction investigation on lens socket was created. There were transmitting laser diode, stop with circular apertures and PIN photodiode used in the experiment. In the other part, thesis deals with measuring and detection of the optical beam. Sorts of photodiodes and their characteristics were analysed.

KEY WORDS: optical beam, Gaussian beam, optical intensity, optical power, laser diode, diffraction on lens socket, PIN diode, avalanche photodiode

VITÁSEK, J. *Měření rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně* . Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 49 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Otakar Wilfert, CSc.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Měření rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom 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 29. května 2009 ....

podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce Prof. Ing. Otakaru Wilfertovi, CSc. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.

V Brně dne 29. května 2009 ....

podpis autora

1 Obsah

1 Obsah ... 1
2 Seznam obrázků a tabulek ... 3
3 Úvod ... 4
4 Svazková optika ... 5
4.1 Rovinná vlna ... 5
4.2 Sférická vlna ... 6
4.3 Paraboloidní vlna ... 6
4.4 Gaussova vlna ... 7
4.5 Vlastnosti Gaussovy vlny ... 8
4.5.1 Optická intenzita ... 8
4.5.2 Optický výkon ... 9
4.5.3 Divergence svazku ... 10
4.5.4 Poloměr svazku ... 10
4.5.5 Rayleighova vzdálenost ... 10
4.5.6 Ohnisková hloubka ... 11
4.5.7 Vlnoplochy ... 11
4.5.8 Fáze ... 11
5 Laserová dioda ... 13
5.1 Funkce laserových diod ... 13
5.2 Laserový režim ... 13
5.3 Hranově vyzařující laserové diody ... 14
5.4 VCSEL laserové diody ... 15
6 Difrakce ... 16
6.1 Fresnelova difrakce ... 16
6.2 Fraunhoferova difrakce ... 17
6.3 Difrakce na čočce ... 18
7 Útlumy ... 20
7.1 Výkon laserové diody ... 20
7.2 Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka ... 20
7.2.1 Velikost vysílací čočky je větší než delší průměr svazku ... 21
7.2.2 Velikost vysílací čočky je menší než delší průměr svazku ... 22
7.2.3 Velikost vysílací čočky je menší než kratší průměr svazku ... 23
7.2.4 Velikost vysílací čočky větší než průměr svazku - VCSEL ... 24
7.2.5 Velikost vysílací čočky menší než průměr svazku - VCSEL ... 25
7.3 Útlum vysílací čočky a útlum přijímací čočky ... 26
7.4 Útlum šířením přenosovým prostředím ... 26
7.5 Zesílení přijímací čočky ... 26
7.6 Útlum vazby přijímací čočka - PIN fotodioda ... 26
7.7 Útlum optického filtru ... 27
7.8 Přijatý optický výkon ... 27
7.9 Výkonová bilanční rovnice ... 27
8 Fotodiody ... 28
8.1 Polovodičové fotodiody ... 28
8.2 PIN diody ... 29
8.3 Lavinové diody ... 29

8.4 Základní parametry fotodiod ... 30
8.4.1 Citlivost ... 30
8.4.2 Kvantová účinnost ... 31
8.4.3 Temný proud ... 31
8.4.4 NEP ... 31
8.4.5 Šířka pásma ... 31
8.4.6 Doba odezvy ... 32
9 Měření difrakce ... 33
9.1 Rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně ... 33
9.1.1 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 1mm ... 35
9.1.2 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 2mm ... 36
9.1.3 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 3mm ... 37
9.1.4 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 4mm ... 38
9.1.5 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 5mm ... 39
9.1.6 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 6mm ... 40
9.1.7 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 7mm ... 41
9.1.8 Ozařování kruhového otvoru o průměru $D = 1{,}3 \cdot 2w_x$ ... 42
9.2 Rozložení optické intenzity v blízké zóně ... 42
10 Závěr ... 46
11 Použitá literatura ... 47
12 Seznam symbolů a zkratek ... 48

2 Seznam obrázků a tabulek

Obr.4.1: Rovinná vlna ... 5
Obr.4.2: Sférická vlna ... 6
Obr.4.3: Gaussova vlna ... 7
Obr.4.4: Normovaná intenzita svazku v závislosti na ρ ... 8
Obr.4.5: Normovaná intenzita svazku v závislosti na z ... 9
Obr.4.6: Závislost poloměru svazku W_0 na axiální vzdálenosti z ... 10
Obr.4.7: Poloměr zakřivení vlnoploch Gassova svazku ... 11
Obr.4.8: Fázové zpoždění ... 12
Obr.5.1: Hranově vyzařující laser ... 14
Obr.5.2: Stopa svazku z laserové diody ... 14
Obr.5.3: Plošně vyzařující laser ... 15
Obr.6.1: Fresnelova difrakce ... 16
Obr.6.2: Difrakční obrazec na hraně ... 17
Obr.6.3: Přechod od Fresnelovy difrakce k Fraunhoferově difrakci ... 18
Obr.6.4: Radiální rozložení intenzity ... 19
Obr.7.1a: Plocha stopy svazku v rovině přijímací čočky ... 21
Obr.7.1b: Plocha stopy svazku na přijímací čočce ... 22
Obr.7.1c: Plocha stopy svazku na přijímací čočce ... 23
Obr.7.2a: Plocha stopy svazku na vysílací čočce ... 24
Obr.7.2b: Plocha stopy svazku na vysílací čočce ... 25
Obr.8.1: PN dioda ... 28
Tab.8.1: Mezní vlnové délky záření generující fotoproud ... 29
Obr.8.2: PIN dioda ... 29
Obr.8.3: Lavinová fotodioda ... 30
Obr.9.1: Měřící aparatura ... 34
Obr.9.2: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 1mm) - graf ... 35
Obr.9.3: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 1mm) - fotografie ... 35
Obr.9.4: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 2mm) - graf ... 36
Obr.9.5: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 2mm) - fotografie ... 36
Obr.9.6: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 3mm) - graf ... 37
Obr.9.7: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 3mm) - fotografie ... 37
Obr.9.8: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 4mm) - graf ... 38
Obr.9.9: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 4mm) - fotografie ... 38
Obr.9.10: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 5mm) - graf ... 39
Obr.9.11: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 5mm) - fotografie ... 39
Obr.9.12: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 6mm) - graf ... 40
Obr.9.13: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 6mm) - fotografie ... 40
Obr.9.14: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 7mm) - graf ... 41
Obr.9.15: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 7mm) - fotografie ... 41
Obr.9.16: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ ($D = 1{,}3 \cdot 2w_x$) - graf ... 42
Obr.9.17: Vysílací aparatura se stínítkem ... 43
Obr.9.18: Měřící sestava - pohled shora ... 43
Obr.9.19: Stopa svazku na stínítku ... 44
Obr.9.20: Naměřené hodnoty optické intenzity ve blízké zóně ... 44
Obr.9.21: Naměřené hodnoty optické intenzity ve blízké zóně ... 45

3 Úvod

Bezdrátové optické spoje jsou čím dál více využívány a postupně nabývají na významu. Optické spoje oproti rádiovým spojům nabízí vysokou přenosovou rychlost, což je velmi důležitý parametr. V optických bezkabelových spojích se používají optické vlny, jejichž charakter je závislý na vzdálenosti roviny pozorování od zdroje optické vlny. Rozlišuje se rovinná vlna a sférická vlna. Druhým nahlížením na optickou vlnu je rozložení optické intenzity ve svazku. Rozložení optické intenzity může být konstantní nebo Gaussovské. V této práci je popsáno Gaussovské rozložení, jeho vlastnosti a parametry.

V experimentální části práce byla proměřována difrakce optické vlny na kruhových otvorech pomocí přenosové cesty sestávající z laserové diody LD, optické vysílací soustavy, přijímací soustavy a fotodiod. Na přenosové cestě se uplatní útlumy, které zeslabují optický svazek.

Měření bylo provedeno pro dva mezní případy: v blízké zóně a ve vzdálené zóně. Výsledkem měření jsou 2D grafy, fotografie obrazců a především zhodnocení celého měření a výsledků měření.

4 Svazková optika

Světlo je elektromagnetické vlnění. Jeho spektrum sahá od infračerveného světla o vlnových délkách delších než má viditelné světlo až do krátkovlnného rentgenového záření. Viditelné světlo má vlnové délky přibližně od 400nm po 700nm.

Světlo je emitováno v kvantech energie. Při detekci světla se tato kvanta zaznamenávají. Světlo lze tedy definovat jako elektromagnetické vlnění detekované v energetických kvantech, proto se mluví o dualismu světla.

Světelné vlny se v principu mohou šířit dvěma způsoby. Prvním případem je rovinná vlna, druhým je sférická vlna. Normály rovinné vlny jsou paralelní k sobě navzájem a hlavně ke směru šíření. Sférická vlna se šíří z jediného bodu, takže také normály vlnoploch vycházejí z jediného bodu.

Základem vlnové optiky je Helmholtzova rovnice [1], která má několik možných úprav. Pro vakuum má Helmholtzova rovnice tvar

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0\,, \tag{4.1}$$

kde ∇ je operátor nabla, k je konstanta a U je neznámá funkce [1].

4.1 Rovinná vlna

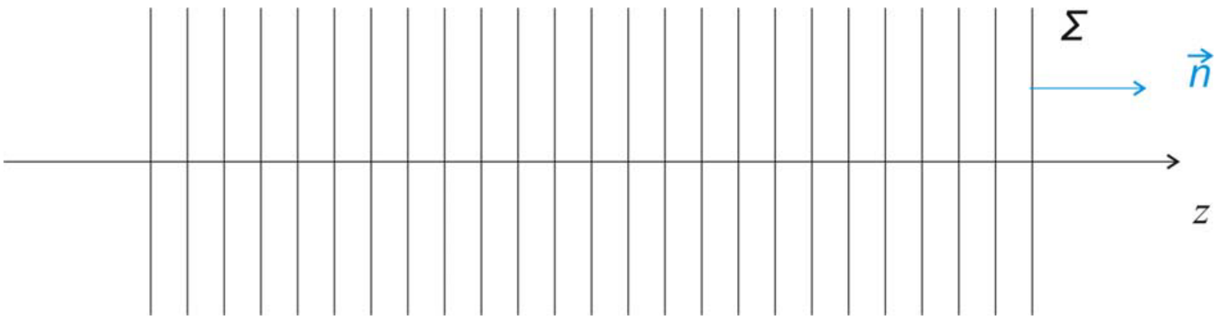
Jedním z několika řešení Helmholtzovy rovnice (4.1) je rovnice

$$\dot{U}(\vec{r}) = \dot{A}(\vec{r}) \cdot \exp(-j \cdot \vec{k} \cdot \vec{r})\,. \tag{4.2}$$

kde $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnový vektor, λ je vlnová délka, $\dot{A}(\vec{r})$ je komplexní obálka [1]. Konkrétně v případě rovinné vlny je možno vektor šíření $\vec{r}$ nahradit souřadnicí z, protože rovinná vlna se šíří pouze jedním směrem. Rovnice (4.2) má pak tvar

$$\dot{U}(z) = \dot{A}(z) \cdot \exp(-j \cdot k \cdot z)\,, \tag{4.3}$$

kde k je vlnové číslo.



Obr.4.1: Rovinná vlna

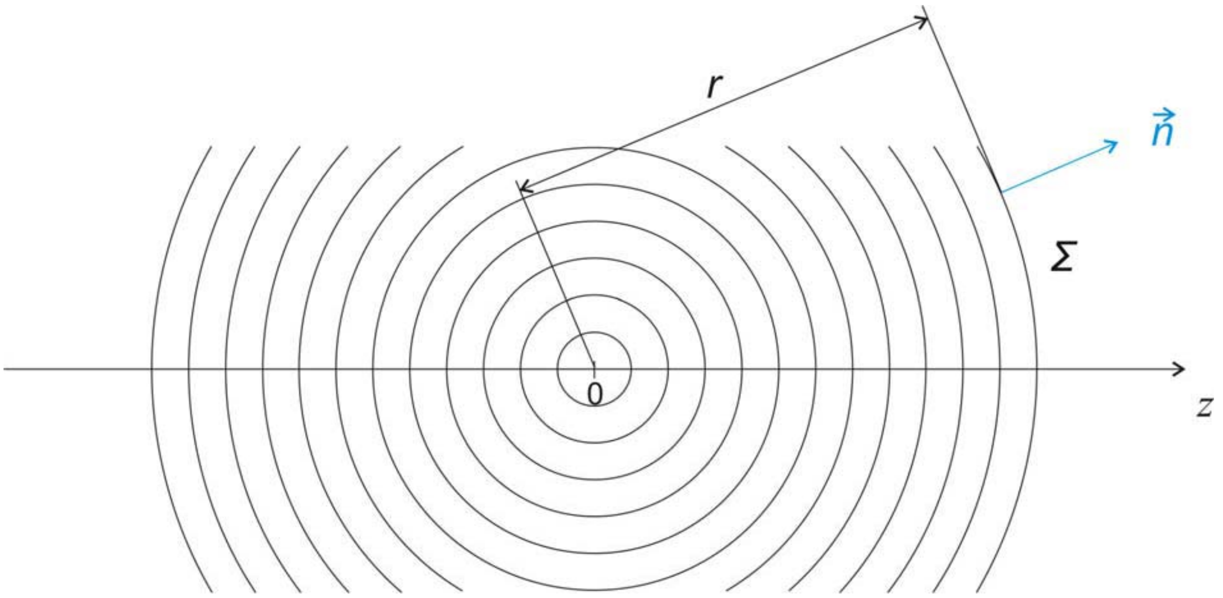
Σ je rovinná vlnoplocha a $\vec{n}$ je normála vlnoplochy Σ [1].

4.2 Sférická vlna

Sférická vlna je jedním z dalších řešení rovnice (4.1).

$$\dot{U}(r) = \frac{A_1}{k \cdot r} \cdot \exp(-j \cdot k \cdot r), \tag{4.4}$$

kde r je vzdálenost od počátku šíření. Z rovnice sférické vlny je možno odvodit rovnici paraboloidní vlny za podmínky, když vzdálenosti x a y jsou zanedbatelné malé oproti z [1].



Obr.4.2: Sférická vlna

0 je počátek šíření vlny, Σ je sférická vlnoplocha a $\vec{n}$ je normála vlnoplochy Σ [1].

4.3 Paraboloidní vlna

Parametr $\dot{A}(\vec{r})$ z rovnice (4.2) se nazývá komplexní obálka. Pro komplexní obálku paraboloidní vlny platí vztah (4.5),

$$\dot{A}(\vec{r}) = \frac{A_1}{k \cdot z} \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 \cdot z} \right). \tag{4.5}$$

A_1 je reálná konstanta, x, y, z jsou souřadnice prostoru. Po dosazení komplexní obálky (4.5) do rovnice (4.2) se získá rovnice paraboloidní vlny, tj.

$$\dot{U}(\vec{r}) = \frac{A_1}{k \cdot z} \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 \cdot z} \right) \cdot \exp\left(-j \cdot \vec{k} \cdot \vec{r} \right). \tag{4.6}$$

Komplexní obálka je komplexní číslo, které má amplitudu a fázi a zapisuje se v polárním tvaru. Komplexní funkce

$$\dot{q}(z) = z + j \cdot z_0 \tag{4.7}$$

převádí polární zápis komplexní obálky na složkový zápis. Parametr z_0 se nazývá Rayleigho-va vzdálenost [1], viz. níže.

4.4 Gaussova vlna

Využitím parametru $\dot{q}(z)$ se rovnice komplexní obálky (4.5) přepíše do tvaru

$$\dot{A}(\vec{r}) = \frac{A_1}{\dot{q}(z)} \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 \cdot \dot{q}(z)} \right). \tag{4.8}$$

$\dot{A}(\vec{r})$ je komplexní obálka Gaussovy vlny [1].

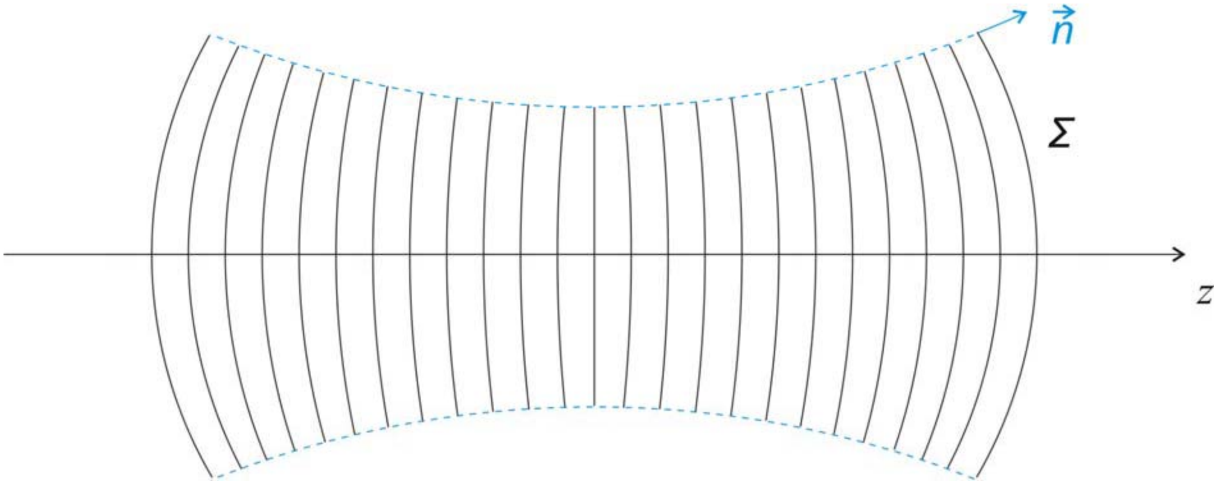
Rovnici (4.7) lze upravit podle [1] do praktičtějšího tvaru

$$\frac{1}{\dot{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot W^2(z)}. \tag{4.9}$$

Parametry *R(z)* a *W(z)* jsou snadno měřitelné, proto bylo provedeno toto rozdělení. Funkce *R(z)* a *W(z)* závisí na *z* a z_0. S využitím všech dosavadních výše popsaných poznatků je možno Gaussovu vlnu vyjádřit vztahem

$$\dot{U}(\vec{r}) = A_0 \cdot \frac{W_0}{W(z)} \cdot \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \cdot \exp\left[-jk \cdot z - jk \cdot \frac{\rho^2}{2 \cdot R(z)} + j \cdot \varsigma(z) \right]. \tag{4.10}$$

K doplnění parametrů A_0 a $\varsigma(z)$ z rovnice (4.10). Podle [1] platí $A_0 = \frac{A_1}{j \cdot z_0}$ a $\varsigma(z) = \arctan \frac{z}{z_0}$.



Obr.4.3: Gaussova vlna

Σ je Gaussova vlnoplocha a $\vec{n}$ je normála vlnoplochy Σ [1].

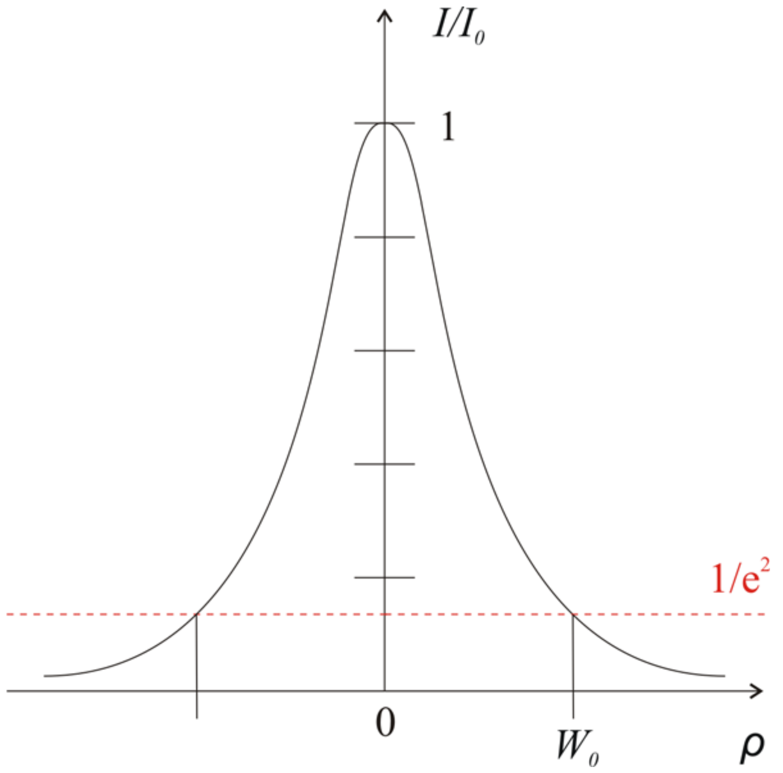
4.5 Vlastnosti Gaussovy vlny

4.5.1 Optická intenzita

Optická intenzita je nejdůležitější parametr optické vlny s ohledem na měření. Je dána kvadrátem funkce $\dot{U}(\vec{r})$, tzn. $I(r) = \left|\dot{U}(\vec{r})\right|^2$, a je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti $\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)}$ [1].

$$I(\rho, z) = I_0 \cdot \left[\frac{W_0}{W(z)}\right]^2 \cdot \exp\left[-\frac{2 \cdot \rho^2}{W^2(z)}\right], \tag{4.11}$$

kde $I_0 = \left|\dot{A}_0\right|^2$. W_0 je poloměr svazku v krčku. Pro každou hodnotu z je optická intenzita Gaussovou funkcí radiální vzdálenosti ρ. Proto je vlna pojmenována Gaussova vlna. Gaussova funkce má vrchol v bodě $\rho = 0$ a monotónně klesá s rostoucím ρ. Šířka $W(z)$ Gaussova rozdělení roste s radiální vzdáleností ρ, jak ukazuje Obr.4.4 [1].



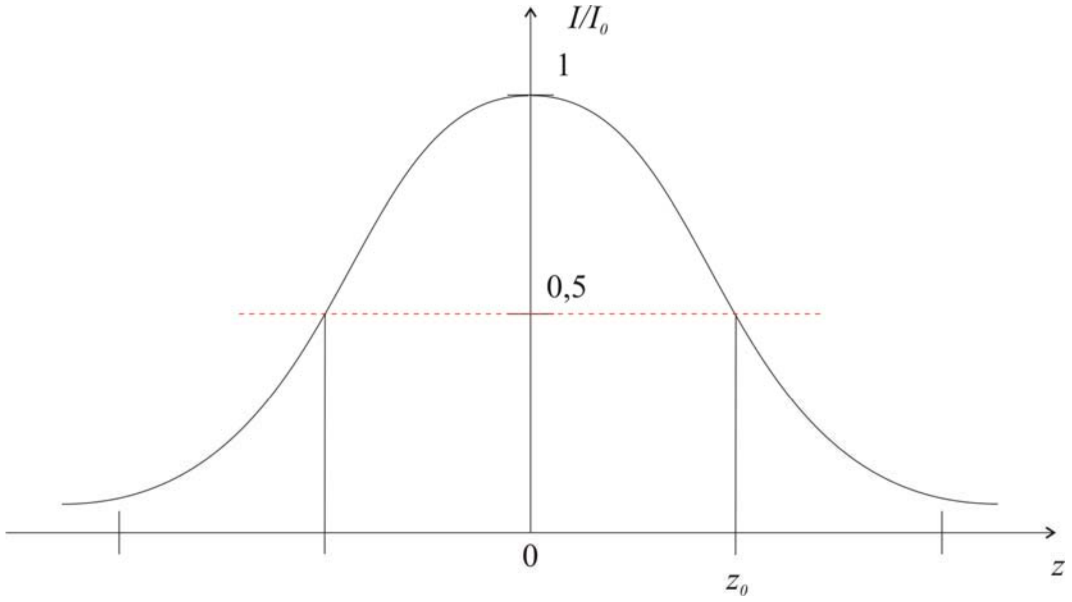
Obr.4.4: Normovaná intenzita svazku v závislosti na ρ

Pro osu svazku ($\rho = 0$) je intenzita definována vztahem

$$I(0, z) = I_0 \cdot \left[\frac{W_0}{W(z)}\right]^2 = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \tag{4.12}$$

Maximální hodnota optické intenzity nastává pro $z = 0$. Z maxima funkce postupně klesá s rostoucím z, poloviční hodnoty $\frac{I_0}{2}$ dosáhne pro $z = \pm z_0$, viz Obr.4.5. Pokud je $|z| >> z_0$, pak platí přibližný vztah

$$I(0,z) \approx I_0 \cdot \frac{z_0^2}{z^2}. \qquad (4.13)$$



Obr.4.5: Normovaná intenzita svazku v závislosti na z

4.5.2 Optický výkon

Celkový optický výkon nesený vlnou se vypočte jako integrál optické intenzity přes příčnou rovinu.

$$P = \int_S I(\rho,z)dS,$$

$$P = \int_0^\infty I(\rho,z)\cdot 2\pi \cdot \rho \cdot d\rho. \qquad (4.14)$$

Vypočtením integrálu se získá vztah

$$P = \frac{1}{2}\cdot I_0 \cdot \left(\pi \cdot W_0^2\right). \qquad (4.15)$$

Tento výsledek nezávisí na axiální vzdálenosti z. Zpětně lze vyjádřit optickou intenzitu pomocí výkonu, který je možno měřit.

$$I(\rho,z) = \frac{2\cdot P}{\pi \cdot W^2(z)}\cdot \exp\left[-\frac{2\cdot \rho^2}{W^2(z)}\right]. \qquad (4.16)$$

Výkon obsažený uvnitř kruhu o poloměru $\rho = W(z)$ tvoří 86% celkového výkonu. Uvnitř kruhu o poloměru $1{,}5 \cdot W(z)$ je obsaženo 99% výkonu svazku. Uvedené vzorce platí pro kruhovou stopu svazku [7].

4.5.3 Divergence svazku

S rostoucí vzdáleností od středové osy svazku, $z >> z_0$, roste poloměr svazku *W(z)* lineárně, čímž je definován kužel s polovičním úhlem Θ_0. Zhruba 86% výkonu svazku je obsaženo v tomto kuželu. Tato úhlová rozbíhavost je proto definována úhlem Θ_0, pro který platí

$$\Theta_0 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot W_0}. \tag{4.17}$$

4.5.4 Poloměr svazku

Optická intenzita soustředěná do osy svazku klesá k faktoru $\frac{1}{e^2} \approx 0{,}135$ na poloměru $\rho = W(z)$. Závislost poloměru svazku na *z* vyjadřuje rovnice (4.18)

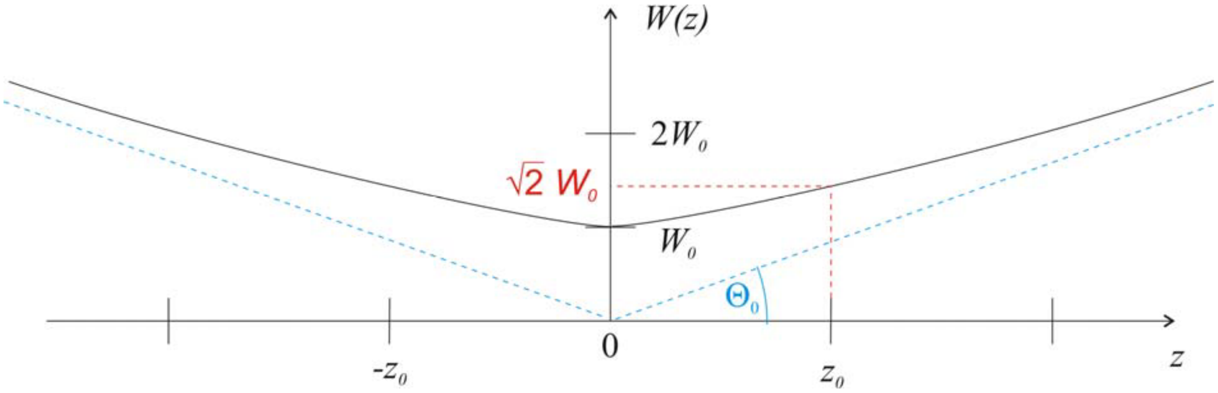
$$W(z) = W_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \tag{4.18}$$

W_0 je poloměr svazku v krčku. Pro vzdálenost $z = 0$ je poloměr svazku právě W_0. Poloměr svazku roste s rostoucí vzdáleností *z*, pro $z = z_0$ dosahuje hodnoty $\sqrt{2} \cdot W_0$ a dále monotónně roste se zvětšující se vzdáleností. Pro $z >> z_0$ roste šířka pásu lineárně podle rovnice (4.19),

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} \cdot z = \Theta_0 \cdot z. \tag{4.19}$$

$$\Theta_0 = \frac{W_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \cdot W_0}. \tag{4.20}$$

z_0 je Rayleighova vzdálenost, viz níže [1].



Obr.4.6: Závislost poloměru svazku W_0 na axiální vzdálenosti *z*

4.5.5 Rayleighova vzdálenost

Rayleighova vzdálenost z_0 je vzdálenost podél směru šíření svazku od počátku do místa, kde poloměr svazku *W(z)* dosáhne hodnoty $\sqrt{2} \cdot W_0$ [3]. Viz Obr.4.6.

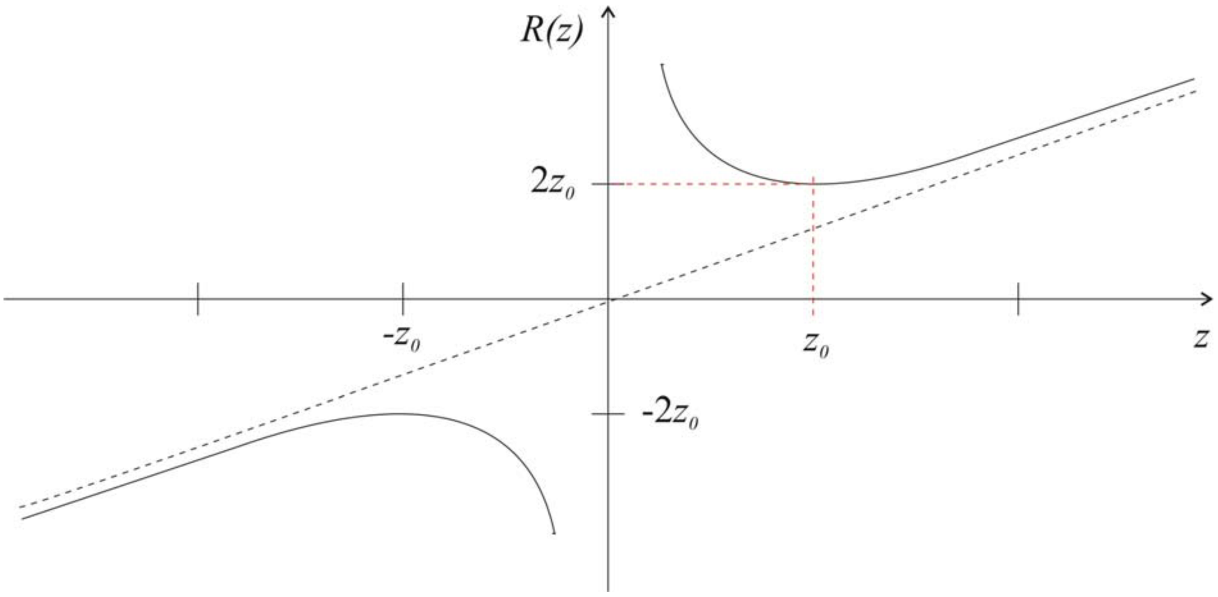
4.5.6 Ohnisková hloubka

Svazek má minimální šířku na počátku, $z = 0$, jak ukazuje Obr.4.6. V každém směru osy z šířka svazku postupně narůstá směrem od ohniska. Místo, kde poloměr svazku W_0 (minimální hodnota) dosáhne hodnoty $\sqrt{2} \cdot W_0$, se nazývá hloubka ohniska nebo také konfokální parametr. Ohnisková hloubka je podle [1] dvojnásobná Rayleighova vzdálenost

$$2z_0 = \frac{2\pi \cdot W_0^2}{\lambda}. \tag{4.21}$$

4.5.7 Vlnoplochy

Optický svazek vychází z bodového zdroje. V počátku, z = 0, je jeho poloměr křivosti R(z) nekonečný, jak ukazuje Obr.4.7. S rostoucí vzdáleností $z > z_0$ se poloměr křivosti *R(z)* zmenšuje, až pro $z = z_0$ je minimální. S dalším narůstáním vzdálenosti z poloměr křivosti roste až do $R(z) \approx z$ pro $z >> z_0$. Pak je vlnoplocha srovnatelná se sférickou vlnoplochou [1].



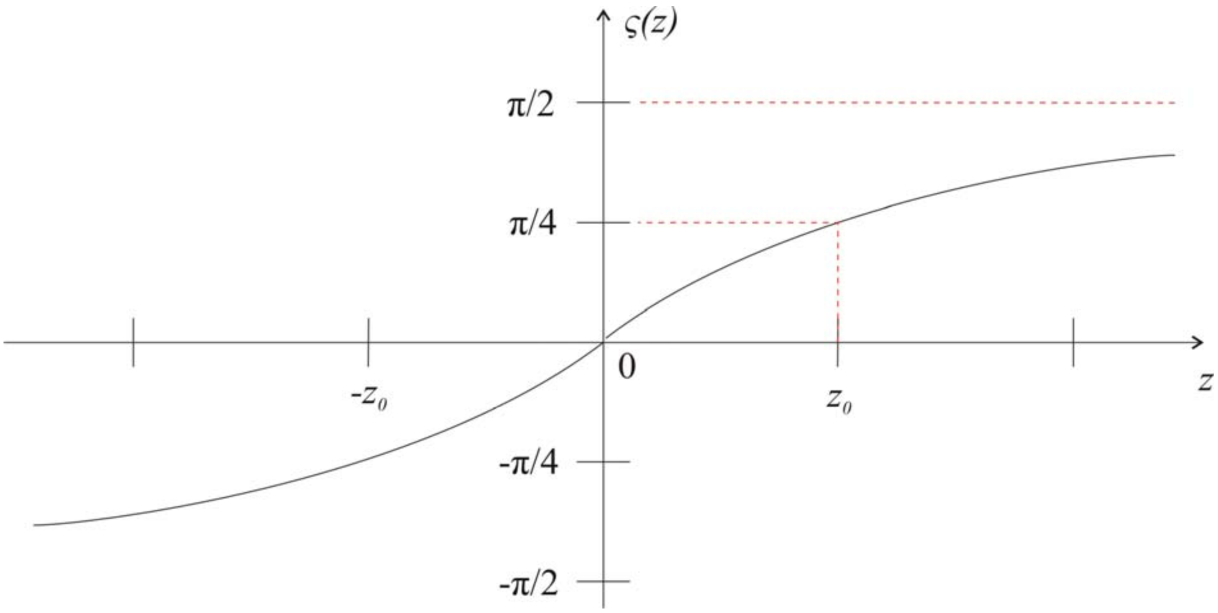
Obr.4.7: Poloměr zakřivení vlnoploch Gassova svazku

4.5.8 Fáze

Fázi Gaussovy vlny lze popsat rovnicí

$$\varphi(\rho, z) = kz - \varsigma(z) + \frac{k \cdot \rho^2}{2R(z)}, \tag{4.22}$$

což je patrné z rovnice (4.10). Na ose svazku, $\rho = 0$, je fáze rovna $\varphi(0, z) = kz - \varsigma(z)$. Rovnice (4.22) obsahuje tři parametry. Prvním je kz, fáze rovinné vlny. Druhý parametr reprezentuje fázové zpoždění $\varsigma(z)$ s rozsahem od $-\frac{\pi}{2}$ pro $z = -\infty$ do $\frac{\pi}{2}$ pro $z = \infty$, jak ukazuje Obr.4.8 [1].



Obr.4.8: Fázové zpoždění

Celkové nahromaděné nadbytečné zpoždění vlny pro $z = -\infty$ až $z = \infty$ je π. Tento jev se nazývá Guoyův efekt. Třetí parametr z rovnice (4.22) souvisí s ohybem vlnoplochy. Ohyb způsobí odchylku fáze bodů ležících mimo osu v dané transverzální rovině. Povrch konstantní fáze splňuje rovnici

$$k\left[z + \frac{\rho^2}{2R(z)}\right] - \varsigma(z) = 2\pi \cdot q\,. \qquad (4.23)$$

$\varsigma(z)$ a $R(z)$ se mění relativně pomalu, a proto jsou přibližně konstantní pro body ležící uvnitř poloměru svazku pro danou vlnoplochu. Může se proto napsat

$$z + \frac{\rho^2}{2R} = q \cdot \lambda + \frac{\varsigma \cdot \lambda}{2\pi}, \qquad (4.24)$$

kde $R = R(z)$ a $\varsigma = \varsigma(z)$. Rovnice (4.24) je rovnicí paraboloidního povrchu o poloměru zakřivení R [1].

5 Laserová dioda

Laserové diody, neboli polovodičové lasery, jsou zdroje optického záření s kvalitativně odlišnými vlastnostmi ve srovnání s nekoherentními zdroji. Nekoherentním zdrojem je např. luminiscenční dioda LED [10].

5.1 Funkce laserových diod

Lasery pracují na principu stimulované emise. V polovodičových krystalech jsou aktivní atomy hustě vedle sebe, proto se zářivé přechody neuskutečňují mezi diskrétními energetickými hladinami, ale mezi energetickými pásy. Elektrony obsazují nejnižší energetické hladiny ve vodivostním pásu až po Fermiho hladinu pro elektrony E_{fn}. Stavy ve valenčním pásu jsou bez elektronů až po Fermiho hladinu pro díry E_{fp}. Při dopadu fotonů na polovodič s energií větší než je šířka zakázaného pásu, ale menší než energetický rozdíl mezi pásy $E_{fn} - E_{fp}$, nemůže dojít k jejich absorpci, protože hladiny, na něž by se mohl uskutečnit přechod spojený s pohlcením fotonu, jsou již obsazeny. Proto dopadající fotony mohou stimulovat přechody elektronů z vodivostního do valenčního pásu s následnou emisí fotonů nerozlišitelných od fotonů budících. Podmínka pro jejich stimulaci je

$$h \cdot \nu > E_{fp} - E_{fn} \qquad (5.1)$$

kde h je Planckova konstanta a ν frekvence optického záření [11].

Aktivní prostředí v polovodičových laserech vzniká při injekci elektronů a děr z přechodu PN. Optické záření je pak generováno, stejně jako ve všech generátorech, v důsledku zavedení kladné zpětné vazby, která část zesíleného signálu z výstupu přivádí na vstup. K této zpětné vazbě se používají různé typy rezonátorů. Např. Fabry-Perot, selektivní odražeče nebo rozložená zpětná vazba [11].

Při nízkých proudech protékajících přechodem PN v přímém směru je generováno spontánní záření šířící se do všech směrů s náhodnou fází. Růst proudu zvyšuje rychlost zářivé rekombinace, což vede k růstu hustoty fotonového toku. Nově generované fotony stimulují další a další rekombinace. Největší počet generovaných fotonů má energii rovnu energii maxima spektrálního rozdělení spontánní emise, proto pro tuto energii nastává nejvíc vynucených přechodů v porovnání s jinými oblastmi spektrálního rozdělení. Tato okolnost vede k postupnému zužování spektra spontánní emise a k výraznému růstu intenzity vyzařování v oblasti maxima spektrálního rozdělení emise. Přechod k laserovému režimu nastává, když se stimulované zesílení rovná ztrátám a záření se stává koherentním. Koherence se dosahuje použitím optického rezonátoru, který zajistí selektivní zesílení elektromagnetické vlny s určitou frekvencí a definovanou fází, čímž vzniká stojaté vlnění. Stupeň koherence je dán typem a kvalitou rezonátoru [11].

5.2 Laserový režim

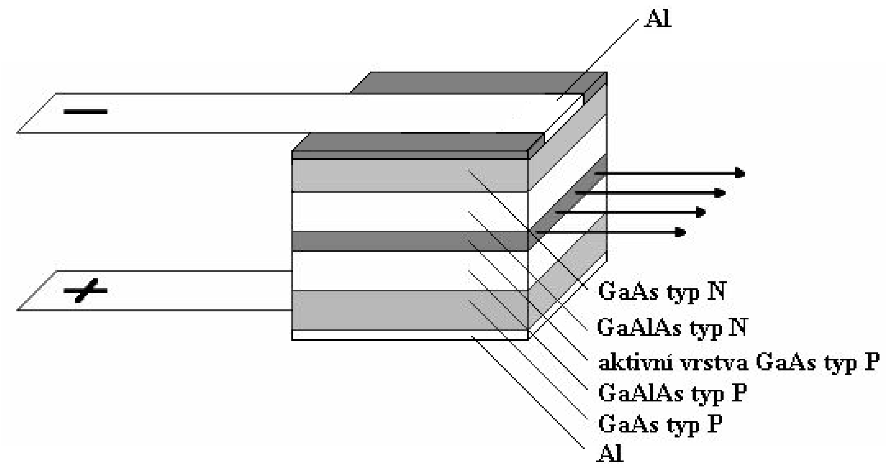
Pro malé proudy má záření spontánní charakter a je lineární funkcí budícího proudu. Po dosažení prahového proudu I_p prudce narůstá výkon stimulovaného záření a ze zrcadel rezo-

nátoru je emitováno koherentní záření, v ideálním případě lineárně závislé na velikosti budícího proudu [11].

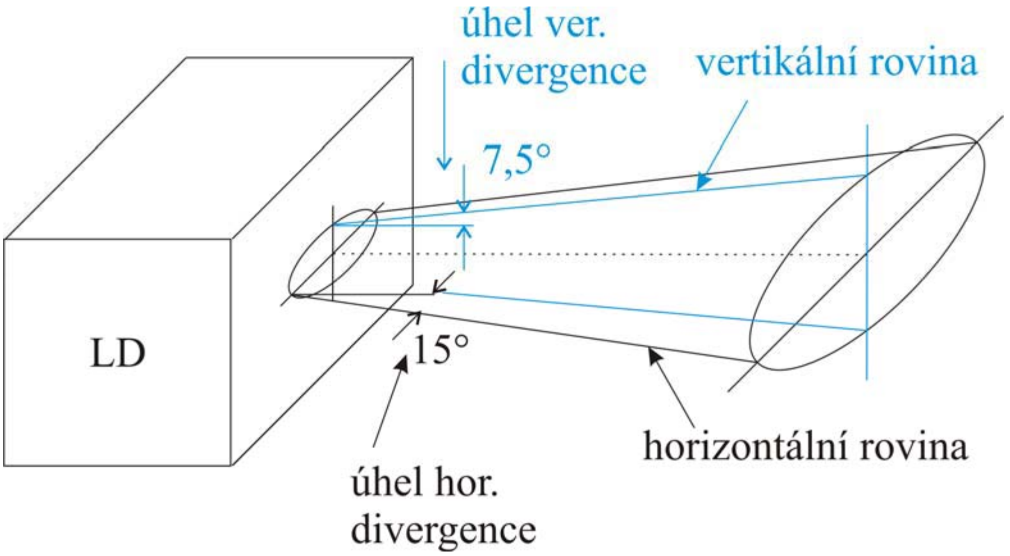
5.3 Hranově vyzařující laserové diody

Pro hranově vyzařující laserové diody je typická eliptická stopa svazku. Záření je vysíláno z hrany přechodu. Tyto lasery nesou označení EEL, tzn. Edge Emitting Laser. Viz. Obr.5.1 [13] a Obr.5.2.

Dalším charakteristickým znakem je velká divergence. Její velikost je nepřímo úměrná tloušťce aktivní vrstvy. Divergence je způsobena difrakcí světelné vlny vystupující ven z čipu. Pokud je emitující aktivní vrstva pravoúhlá s velmi odlišnými délkami hran, horizontální a vertikální divergence budou odlišné. Proto se svazek v některých vzdálenostech od emitující aktivní plošky jeví jako eliptický. Vzdálenost od emitující plošky má velký vliv na tvar stopy svazku. Nejprve se svazek jeví jako eliptický. Pak s rostoucí vzdáleností od plošky se změní na průřez kruhový. S dalším narůstáním vzdálenosti je svazek opět eliptický, ovšem je o 90° otočen oproti původnímu eliptickému svazku [11].



Obr.5.1: Hranově vyzařující laser

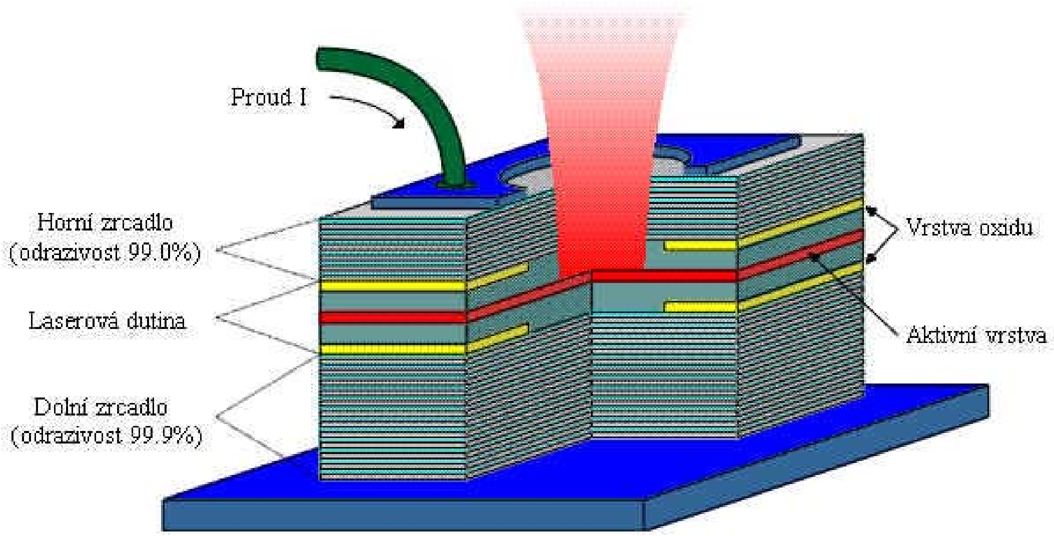


Obr.5.2: Stopa svazku z laserové diody

5.4 VCSEL laserové diody

Oproti EEL laserovým diodám existují plošně vyzařující lasery, označované zkratkou VCSEL, které emitují záření z plochy součástky rovnoběžné s rovinou přechodu. VCSEL znamená Vertical Cavity Surface Emitting Laser. VCSEL laser je vyroben z několika vrstev tlustých $\lambda/4$. Samostatně mají vrstvy malou odrazivost, ale společně vytváří zrcadlo. Obr.5.3 [14].

Stopa svazku je kruhová, což je velmi výhodné pro komunikační spojení. Není zapotřebí dalších prvků, které by převáděly eliptickou stopu svazku hranově vyzařujícího laseru na kruhovou stopu.



Obr.5.3: Plošně vyzařující laser

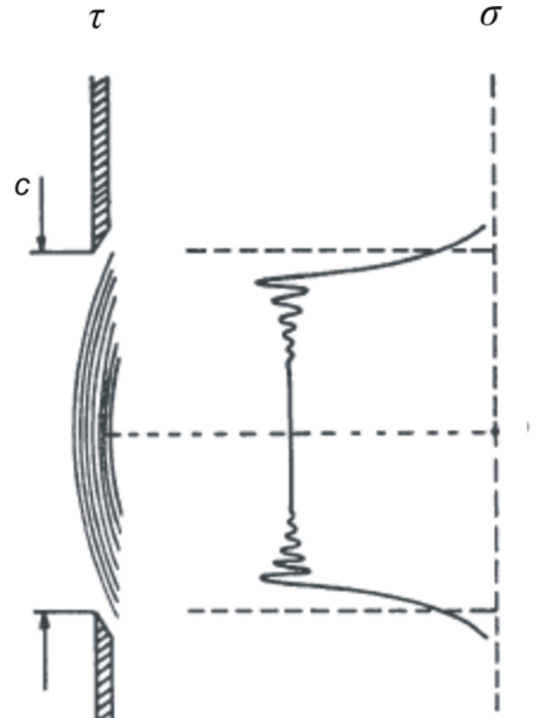
6 Difrakce

Bezdrátová optická komunikace je realizována optickými prvky, které ovlivňují světelný svazek na jeho cestě k fotodiodě v místě příjmu. Při průchodu světelného svazku čočkou může nastat na okrajích čočky difrakce, neboli ohyb světla. Difrakce znamená odchýlení od přímočarého šíření světla, které nemůže být vysvětleno odrazem či lomem.

Rozlišujeme dva typy difrakcí, Fresnelovu a Fraunhoferovu.

6.1 Fresnelova difrakce

Fresnelova difrakce nastává tehdy, je-li vlna dopadající na kruhový otvor sférická, což nastává v dostatečné blízkosti od zdroje, v blízké zóně. Tato situace je nakreslena na Obr.6.1.

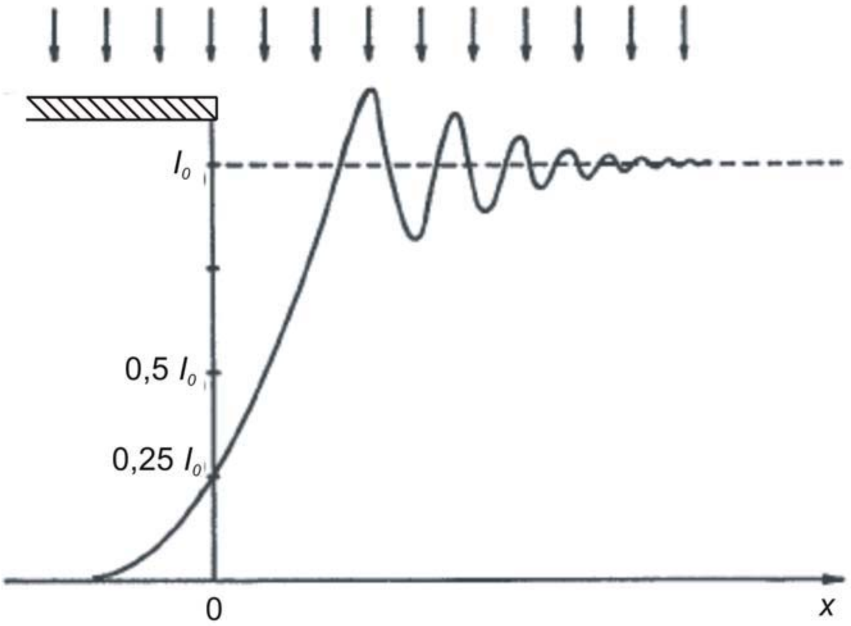


Obr.6.1: Fresnelova difrakce

Rozložení intenzity světla v rovině pozorování σ se kvalitativně mění v závislosti na průměru kruhového otvoru c. Je-li $c >> \sqrt{z \cdot \lambda}$, pak rozložení intenzity za kruhovým otvorem lze získat pomocí geometrické optiky. Ohybové jevy se projeví jen v úzkých oblastech na hranici světla a stínu. Právě tam vznikají difrakční obrazce z ohybu na hraně. Při zmenšování průměru otvoru se oba systémy difrakčních proužků (od obou krajů otvoru) k sobě přibližují a postupně přechází na Fraunhoferovu difrakci [8].

Nemusí být vždy ozařován jen kruhový otvor, může být ozařována překážka s jednou hranou. Ohyb na této hraně způsobí rozložení intenzity tak, jak ukazuje Obr.6.2. Při ohybu na

jedné hraně je průměr c nekonečný, proto existuje pouze Fresnelova difrakce. Není možné určit hranici vzdálené zóny.



Obr.6.2: Difrakční obrazec na hraně

Pro stanovení charakteru difrakce se používá Fresnelovo číslo, které je definováno

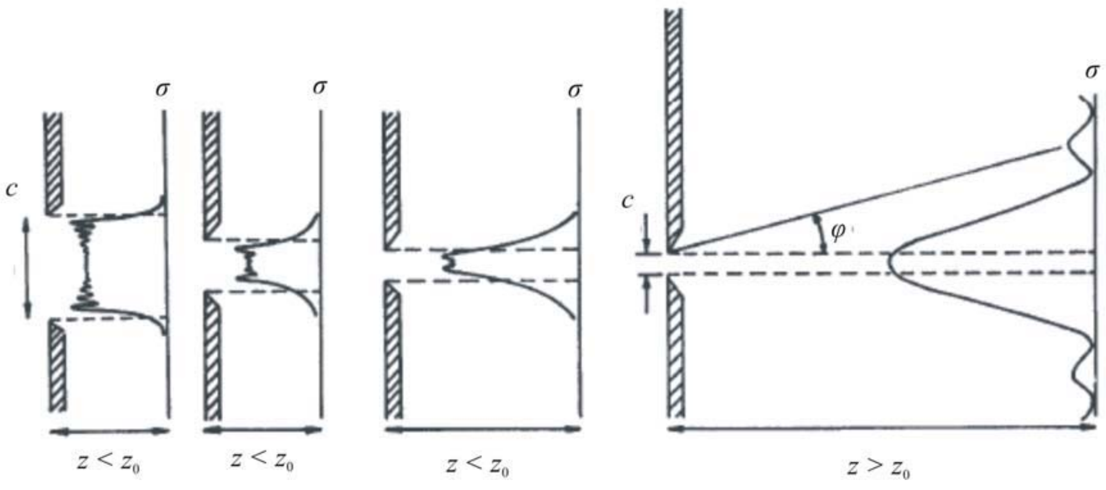
$$N_F = \frac{c^2}{z \cdot \lambda}, \tag{6.1}$$

kde c je průměr kruhového otvoru, z je vzdálenost od otvoru a λ je vlnová délka. Fresnelovo číslo může nabývat dvou mezních stavů. Je-li $N_F \to \infty$, vytváří se Fresnelův difrakční obrazec. Naopak pro malé N_F je použitelná Fraunhoferova aproximace a vznikne Fraunhoferův difrakční obrazec [1].

6.2 Fraunhoferova difrakce

Fraunhoferova difrakce nastává tehdy, je-li vlna dopadající na kruhový otvor rovinná, což nastává v dostatečně velké vzdálenosti od zdroje, ve vzdálené zóně. Pro průměr kruhového otvoru platí $c << \sqrt{z \cdot \lambda}$.

Postupný přechod od Fresnelovy difrakce k Fraunhoferově difrakci je schematicky ukázán na Obr.6.3. V zásadě lze pozorovat Fresnelovou i Fraunhoferovou difrakci v témže experimentálním uspořádání. Při dostupných laboratorních podmínkách experimentu vzniká Fraunhoferova difrakce pouze na úzkých kruhových otvorech [8].



Obr.6.3: Přechod od Fresnelovy difrakce k Fraunhoferově difrakci

Z Obr.6.3 je patrné, že šířka otvoru *c* se zmenšuje a vzdálenost pozorovací roviny *z* se zvětšu-je.

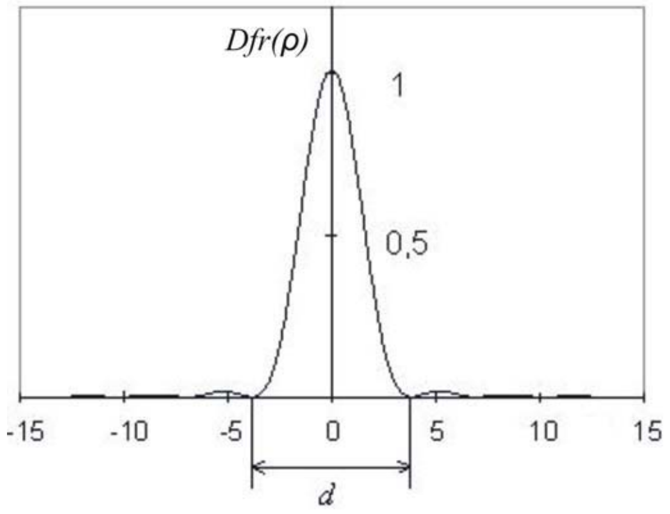
6.3 Difrakce na čočce

Difrakce se může vyskytovat u všech čoček nebo kruhových otvorů. Optická čočka má kruhový tvar, nejtlustší je ve svém středu, ke svému okraji se tloušťka zužuje.

Dopadne-li vlna na spojnou čočku s ohniskovou vzdáleností *f* a průměrem *D*, bude intenzita světla v ohniskové rovině určena vzorcem (6.3) [1].

$$Dfr(\rho) = \left[\frac{2 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot D \cdot \rho}{\lambda \cdot f} \right)}{\frac{\pi \cdot D \cdot \rho}{\lambda \cdot f}} \right]^2, \qquad (6.2)$$

kde λ je vlnová délka světla. Difrakční obrazec je rotačně symetrický a funkce $Dfr(\rho)$ popisuje radiální závislost změny intenzity, Obr.6.4. Symbol $J_1\left(\frac{\pi \cdot D \cdot \rho}{\lambda \cdot f} \right)$ znamená Besselova funkce 1. druhu, 1. řádu.



Obr.6.4: Radiální rozložení intenzity

Centrální maximum je obklopeno soustřednými kroužky, jejichž intenzita s rostoucím poloměrem rychle klesá. V hlavním maximu je soustředěno 84% intenzity světla dopadajícího na čočku a nazývá se Airyho disk. Průměr d Airyho disku je dán vzdáleností prvních minim. Besselovy funkce jsou tabelovány. Pro Besselovu funkci 1. řádu platí, že $J_1(x) = 0$ pro $x = 1{,}22 \cdot \pi$, $2{,}23 \cdot \pi$, $3{,}24 \cdot \pi$. První nulový bod tak určuje velikost Airyho disku [9].

$$d = 1{,}22 \cdot \lambda \cdot \frac{2 \cdot f}{D}. \tag{6.3}$$

7 Útlumy

7.1 Výkon laserové diody

Výkon laserových diod je odvislý od typu použití. Pro optické spoje se obvykle používají diody s výkony v řádech desítek mW.

$$P_{m,LD} = 10 \cdot \log(P_{LD}). \tag{7.1}$$

7.2 Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka

Závisí na úhlové šířce vyzařování laserové diody a na numerické apertuře vysílací optické soustavy. Útlum je obvykle vyjadřován v decibelové míře.

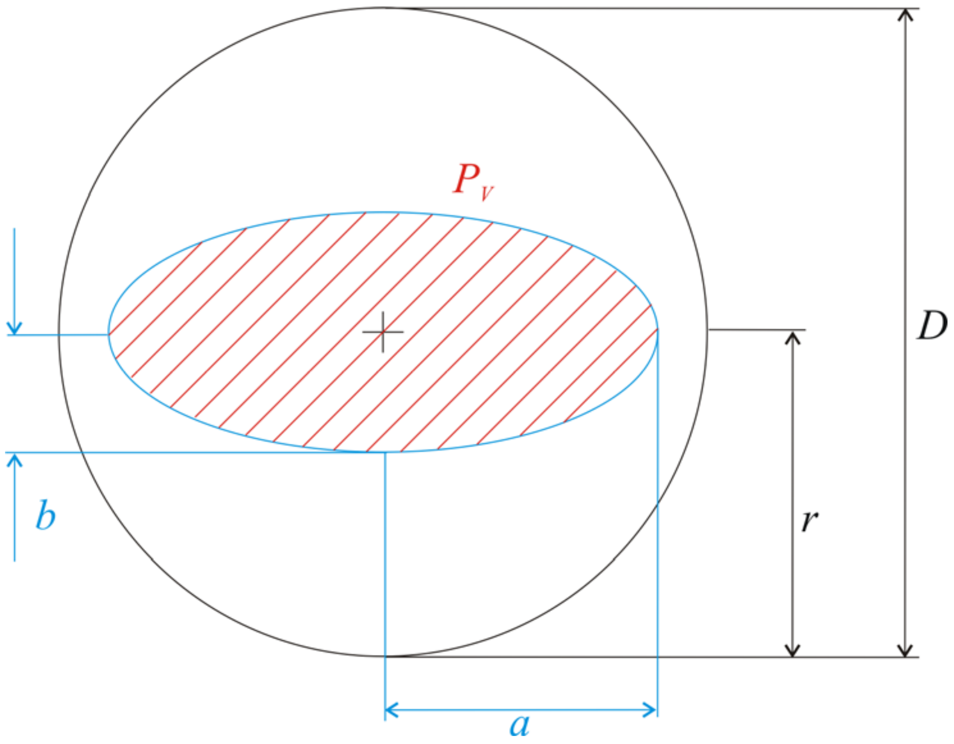
$$A_{LD,v} = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{LD}}{P_V}\right). \tag{7.2}$$

P_V je výkon laseru přenesený na vysílací optické soustavě neboli výkon těsně za vysílací čočkou. P_{LD} je výkon laseru. Obvykle je tato hodnota známa, neboť ji výrobce uvádí na laser. Výkon lze také vypočítat, pokud je známa maximální optická intenzita I_0.

Hlavním problémem je výpočet výkonu P_V. Situaci lze rozdělit na tři případy. Hlavní poloosa je menší než poloměr čočky $a \leq r$, hlavní poloosa je větší než poloměr čočky $a > r$ a zároveň $b < r$, vedlejší poloosa je větší než poloměr čočky $b > r$.

7.2.1 Velikost vysílací čočky je větší než delší průměr svazku

Situace, kdy $a \leq r$.



Obr.7.1a: Plocha stopy svazku v rovině přijímací čočky

Výkon P_V se rovná výkonu laseru P_{LD}, který je obsažen ve svazku Celá stopa svazku se umístí na vysílací čočku, proto nedojde k útlumu výkonu. $A_{LD,v} = 0$ dB.

Výkon P_V lze vypočítat vztahem (7.3) podle [12]

$$P_V = \int_S I(\rho) dS = \int_S I(x,y) dS = \int_S I_0 \cdot e^{-2\cdot\left(\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}\right)} dS \, . \tag{7.3}$$

Stopa svazku není kruhová, ale eliptická, proto je nutno místo jednoduchého integrálu pod plochou spočítat dvojný integrál.

$$P_V = \int_{y_1}^{y_2}\left(\int_{x_1}^{x_2}\left(e^{-\frac{2}{a^2}\cdot x^2-\frac{2}{b^2}\cdot y^2}\right)dx\right)dy \, . \tag{7.4}$$

Obě dvě horní hranice x_2 a y_2 jsou menší než poloměr čočky r. $x_2 = \frac{a}{2}$, což je polovina horizontálního rozměru stopy svazku, $x_1 = -x_2$. $y_2 = \frac{b}{2}$, což odpovídá polovině vertikálního rozměru svazku b, $y_1 = -y_2$. Dále je možno upravit na tvar

$$P_V = \int_{y_1}^{y_2}\left(e^{-\frac{2}{b^2}\cdot y^2} \cdot \int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{2}{a^2}\cdot x^2} dx\right)dy \, . \tag{7.5}$$

Ne každý integrál má obecné řešení, proto byly vytvořeny postupy pro výpočty těchto integrálů, tzv. numerické integrování. Jedním z takovýchto integrálů je $\int_{x_{min}}^{x_{max}} e^{-\frac{2}{a^2}x^2} dx$. Pro jeho vyřešení lze využít např. složené Simpsonovo pravidlo. Numerické integrování nese vždy chybu ve výsledku, která lze minimalizovat co nejmenším krokem h [15].

Postup výpočtu je následující. Interval $\langle x_{min}; x_{max} \rangle$ je nutno rozdělit na sudý počet subintervalů délky h, $h = \frac{x_{max} - x_{min}}{m}$ [15]. Pak platí

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x)dx = \frac{h}{3} \cdot \left(f(x_0) + 2f(x_1) + 4f(x_2) + \ldots + 2f(x_{m-2}) + 4f(x_{m-1}) + f(x_m) \right). \qquad (7.6)$$

Tímto způsobem je možno vypočítat dvojný integrál (7.4). $\int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{2}{a^2}x^2} dx$ se nahradí (7.6). Po dosazení

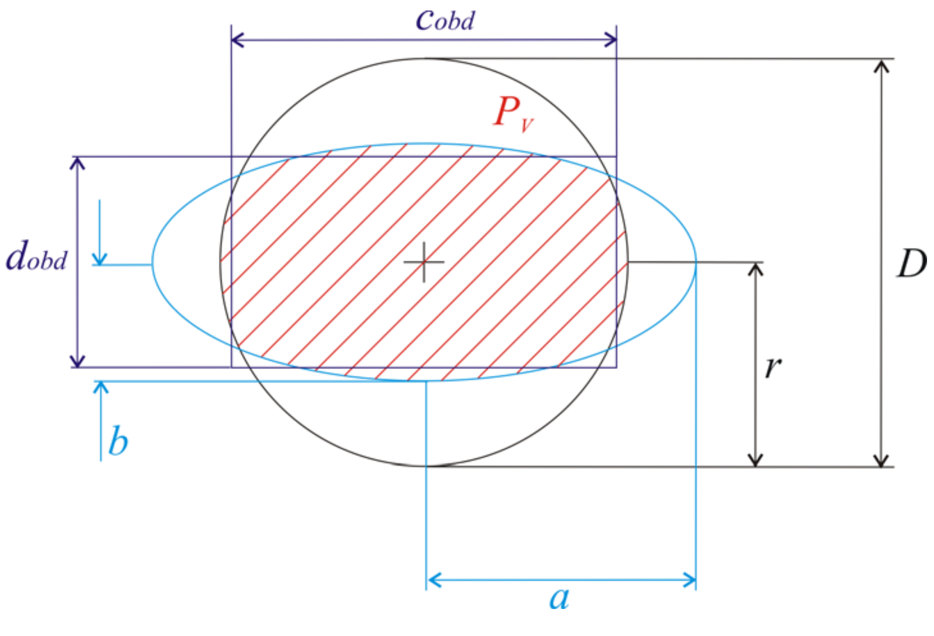
$$\int_{x_1}^{x_2} e^{-2\frac{x^2}{a^2}} dx = \frac{h}{3} \cdot \left(e^{-2\frac{x_1^2}{a^2}} + 2e^{-2\frac{(x_1+m)^2}{a^2}} + 4e^{-2\frac{(x_1+2m)^2}{a^2}} + \ldots + 2e^{-2\frac{(x_2-2m)^2}{a^2}} + 4e^{-2\frac{(x_2-m)^2}{a^2}} + e^{-2\frac{x_2^2}{a^2}} \right). \qquad (7.7)$$

Stejný vztah se použije pro výpočet $\int_{y_1}^{y_2} e^{-\frac{2}{b^2}y^2} dy$.

Tímto způsobem se vypočte celkový výkon obsažený v Gaussově svazku. Pro připomenutí a je hlavní poloosa eliptické stopy svazku, b je vedlejší poloosa eliptické stopy svazku.

7.2.2 Velikost vysílací čočky je menší než delší průměr svazku

V druhé situaci je čočka přezářena jen v délce hlavní osy stopy svazku, tedy $a > r$.

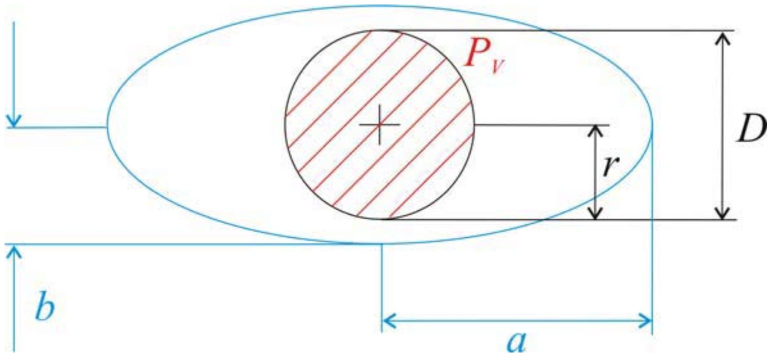


Obr.7.1b: Plocha stopy svazku na přijímací čočce

Výkon z laserové diody dopadá jen na vyšrafovanou oblast, Obr.7.1b. Použijí se stejné vzorce jako v předcházející situaci. Rozdíl bude jen v mezích integrování. Vyšrafovaná oblast se nahradí obdélníkem, jehož plocha je stejná s plochou vyšrafované oblasti a rozměry má c_{obd}, d_{obr}. $c_{obd} < 2r$ a $d_{obd} < 2b$. x_1 se tentokrát bude rovnat $-\frac{c_{obd}}{2}$, $x_2 = \frac{c_{obd}}{2}$. y_1 bude $-\frac{d_{obd}}{2}$ a $y_2 = \frac{d_{obd}}{2}$.

7.2.3 Velikost vysílací čočky je menší než kratší průměr svazku

Pro třetí stav platí, že $b > r$ a zároveň $a > r$ je podobný prvnímu výpočtu. Jak ukazuje Obr.7.1c, čočka je celá přezářena.

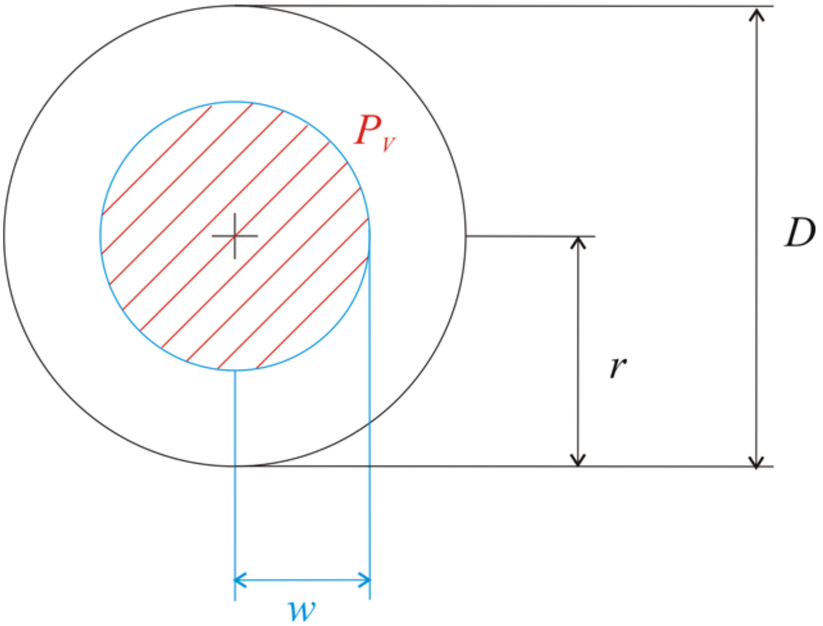


Obr.7.1c: Plocha stopy svazku na přijímací čočce

Výkon P_V je vypočten přes celou plochu vysílací čočky, která má poloměr r. Opět se použijí vztahy (7.4) až (7.7). Meze pro x a pro y jsou tentokrát stejné, $x_1 = -r$, $x_2 = r$, $y_1 = -r$, $y_2 = r$. Výsledek P_V se dosadí do vzorce (7.2), čímž se získá skutečný útlum vazby laserová dioda a vysílací čočka.

Pokud se místo hranově vyzařující laserové diody s eliptickou stopou svazku použije plošně vyzařující laserová dioda s kruhovou stopou svazku, vysílací čočka je přezářena nebo není přezářena.

7.2.4 Velikost vysílací čočky větší než průměr svazku - VCSEL



Obr.7.2a: Plocha stopy svazku na vysílací čočce

Oproti předchozím vztahům se výpočty zjednoduší. Vychází se opět z již dobře známého vzorce (7.3)

$$P_V = \int_S I(\rho)dS = \int_S I(x,y)dS = \int_S I_0 \cdot e^{-2\cdot\left(\frac{r}{w}\right)^2} dS \,. \tag{7.3}$$

Podstava je kruhová

$$S = \pi \cdot r^2 \,.$$

$$dS = 2\pi \cdot r \cdot dr \,. \tag{7.4}$$

Derivovaný výraz pro obsah kruhu se dosadí do vzorce (7.3)

$$P_V = \int_0^\infty I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2} \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr \,. \tag{7.18}$$

Zavede se substituce

$$-2 \cdot \left(\frac{r}{w}\right)^2 = p \,, \tag{7.19}$$

$$2 \cdot r \cdot dr = -\frac{w^2}{2} dp \,. \tag{7.20}$$

Přepočet mezí

$$-2 \cdot \left(\frac{r}{w}\right)^2 = p \,.$$

$$r = 0 \Rightarrow p = 0,$$
$$r = \infty \Rightarrow p = -\infty. \tag{7.21}$$

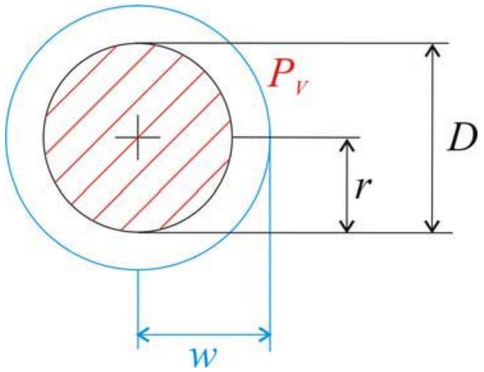
Výpočet výkonu

$$P_V = \int_0^p I_0 \cdot e^p \cdot \left(-\frac{w^2}{2}\right) \cdot \pi \cdot dp\,,$$

$$P_V = I_0 \cdot \pi \cdot \frac{w^2}{2}. \tag{7.22}$$

Výsledek (7.22) je vlastně veškerý vyzařovaný výkon laseru.

7.2.5 Velikost vysílací čočky menší než průměr svazku - VCSEL



Obr.7.2b: Plocha stopy svazku na vysílací čočce

Stejně jako u všech předchozích situací tak také tady se vychází ze vzorce (7.3)

$$P_V = \int_S I(\rho)dS = \int_S I(x,y)dS = \int_S I_0 \cdot e^{-2\cdot\left(\frac{r}{w}\right)^2} dS\,. \tag{7.3}$$

Následující postup je shodný s předcházejícím postupem, použije se substituce. Rozdíl ovšem bude v přepočtu mezí.

$$-2 \cdot \left(\frac{r}{w}\right)^2 = p\,.$$

$$r = 0 \Rightarrow p = 0,$$
$$r = \infty \Rightarrow p = -2 \cdot \left(\frac{r}{w}\right)^2 \tag{7.23}$$

Následuje výpočet výkonu

$$P_V = \int_0^p I_0 \cdot e^p \cdot \left(-\frac{w^2}{2}\right) \cdot \pi \cdot dp\,,$$

$$P_V = I_0 \cdot \pi \cdot \frac{w^2}{2} \cdot \left[1 - e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2} \right]. \qquad (7.24)$$

7.3 Útlum vysílací čočky a útlum přijímací čočky

Každá čočka je vyrobena z materiálu, který není 100% propustný. Vždy dochází ke ztrátám vlivem průchodu optickým prostředím čočky. Účinnost η je vždy menší než 1. Pro útlum v dB míře tedy platí

$$A_{VČ} = A_{PČ} = 10 \cdot \log \frac{1}{\eta}. \qquad (7.25)$$

7.4 Útlum šířením přenosovým prostředím

Intenzita každého signálu klesá s rostoucí vzdáleností od zdroje. Tomuto poklesu se říká útlum šířením volným prostředím. Pro výpočet útlumu šířením volným prostředím je nutné nejprve stanovit pomocnou délku L_0 [7].

$$L_0 = \frac{0{,}5 \cdot D}{\tan \frac{\varphi_t}{2}} \cong \frac{D}{\varphi_t}, \qquad (7.31)$$

kde D je průměr vysílací čočky a φ_t je divergence svazku.

Vztah pro útlum šířením volným prostředím A_{12} je

$$A_{12} = 20 \cdot \log \frac{L_0 + L_{12}}{L_0}, \qquad (7.32)$$

kde L_{12} je vzdálenost přijímací a vysílací hlavice.

7.5 Zesílení přijímací čočky

Zesílení je dáno průměry čoček D_{TXA} a D_{RTA}, které jsou součástí vysílací optické soustavy, resp. přijímací optické soustavy. Zesílení je opět vyjádřeno v dB [7] a platí vztah

$$\gamma_{pos} = 20 \cdot \log \left(\frac{D_{RXA}}{D_{TXA}} \right) + 3. \qquad (7.33)$$

7.6 Útlum vazby přijímací čočka - PIN fotodioda

Závisí na rozměru stopy svazku, který přichází na přijímací čočku. Je-li delší rozměr svazku menší než průměr přijímací čočky D_{RTA}, nedochází k útlumu. Je-li stopa svazku větší než průměr vysílací čočky D_{RTA}, dochází k útlumu, který se spočítá vzorcem (7.2).

7.7 Útlum optického filtru

Optický filtr je umístěn těsně před fotodiodou PIN. Jeho účelem je omezení vlivu záření pozadí na minimum. Propustnost je definována účinností η. Pro výpočet útlumu v dB míře platí vzorec (7.5).

7.8 Přijatý optický výkon

Šumy optického přijímače vyjadřuje veličina NEP [7]. Citlivost optického přijímače P_0 je úroveň přijatého optického výkonu, pro kterou platí

$$P_0 = P_{\min} + SNR_0 , \tag{7.35}$$

kde SNR_0 znamená poměr signálu k šumu a závisí na chybovosti BER digitálního spoje.

Přijímaný výkon nesmí být větší než P_{max}, jinak dojde k saturaci fotodiody. Rozdíl Δ_P definuje oblast dynamiky přijímacího systému.

$$\Delta_P = P_{\max} - P_0 , \tag{7.36}$$

Přijímaný výkon musí být větší než P_0 a menší než P_{max}.

7.9 Výkonová bilanční rovnice

$$P_{m,LD} - A_{LD,v} - A_{VČ} - A_{12} + \gamma_{POS} - A_{PČ} - A_{v,PIN} - A_{OF} - R = P_0 . \tag{7.37}$$

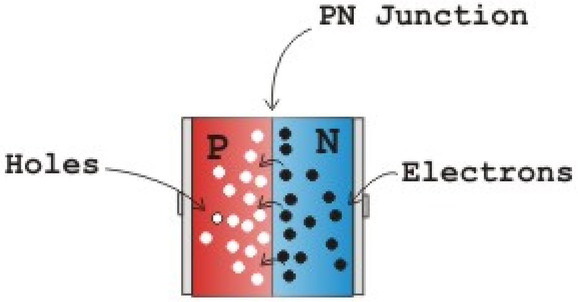
$P_{m,LD}$ - výkon laserové diody
$A_{LD,v}$ - útlum vazby laserová dioda a vysílací čočka
$A_{VČ}$ - útlum vysílací čočky
A_{12} - útlum šířením přenosovým prostředím
γ_{POS} - zesílení přijímací čočky
$A_{PČ}$ - útlum přijímací čočky
$A_{v,PIN}$ - útlum vazby přijímací čočka a fotodioda PIN
A_{OF} - útlum optického filtru
R - rezerva spoje
P_0 - minimální úroveň přijatého optického výkonu
Všechny hodnoty musí být v dB.

8 Fotodiody

Pro optickou komunikaci je podstatná detekce světelného svazku. Vlastnosti použitých detektorů mají vliv na kvalitu přenosu. Pro komunikaci se používá spektrum blízké infračervené oblasti.

8.1 Polovodičové fotodiody

Polovodičové fotodiody pracují na jednoduchém principu PN přechodu dvou rozdílně dopovaných materiálů. Vzniká ochuzená vrstva, jejichž vlastnosti jsou určeny materiálem, dopováním a přiloženým napětím. Kvanta dopadajícího světla, jež mají frekvenci ν, $\nu > \nu_{\min}$, mohou vyvolat fotoelektrický jev a dojde ke generaci párů elektron díra. Rozhodující je mezní frekvence $\nu_{\min}$, která závisí na tvaru a velikosti zakázaného pásu.



Obr.8.1: PN dioda

Fotodiody se zapojují dvěmi základními způsoby. Ve fotovoltaickém režimu pracuje dioda v nelineární oblasti závislosti proudu na napětí. Je-li fotodioda osvětlena, generuje napětí, které lze detekovat a následně dále zpracovávat. Závislost vzniklého napětí na osvětlení je nelineární a dynamický rozsah nízký. Fotodiody tohoto typu jsou použitelné pro malé optické výkony a pro aplikace, které nevyžadují rychlou odezvu.

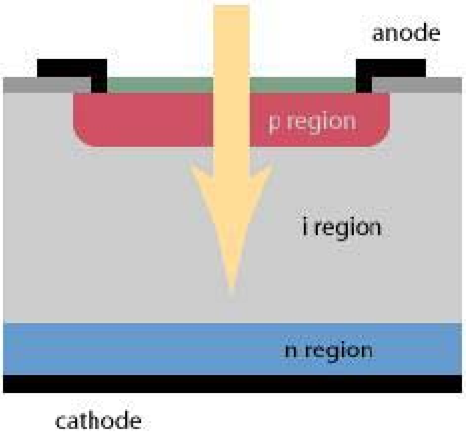
Druhým základním způsobem je fotovodivostní režim, který je charakteristický přiloženým napětím U_{RB} v závěrném směru a rozšířením ochuzené vrstvy. Rozšíření ochuzené vrstvy zvýší pravděpodobnost detekce kvanta záření a zároveň sníží kapacitu přechodu PN a tím i dobu odezvy fotodiody. Přiložené závěrné napětí zvýší šum, ale jen nepatrně. Nachází-li se fotodioda v nepracovním stavu, tzn. že na ni nedopadá žádné záření, je generován temný proud. Po ozáření jsou generovány nosiče, na výstupu se měří fotoproud, který je prakticky lineárně úměrný dopadajícímu optickému výkonu. Pro velmi nízké optické výkony, řádu nW nebo desítek nW, je vygenerovaný proud srovnatelný s temným proudem. Pro větší optické výkony, desítky mW, dochází k saturaci a fotodioda přestává být lineární. Vzniklý fotoproud je možno zpracovat napěťovým zesilovačem zesilujícím napětí na zatěžovacím rezistoru nebo převodníkem proudu na napětí, přičemž převodník lépe zachová dobu odezvy fotodiody. Tab.8.1 z [4].

materiál	značka	λ_{max} [nm]	η_{mat} [%]
křemík	Si	1200	99
germanium	Ge	1900	88
indium galium arsenid	InGaAs	1300	98

Tab.8.1: Mezní vlnové délky záření generující fotoproud

8.2 PIN diody

Zvýšit pravděpodobnost detekce kvanta záření a zkrácení doby odezvy je možno rozšířením ochuzené vrstvy zavedením nedopované vrstvy použitého polovodiče. Fotodioda této konstrukce je označována PIN. Aby bylo možno zpracovávat optické signály s šířkou pásma GHz až desítek GHz, musí mít PIN diody malou aktivní plochu.



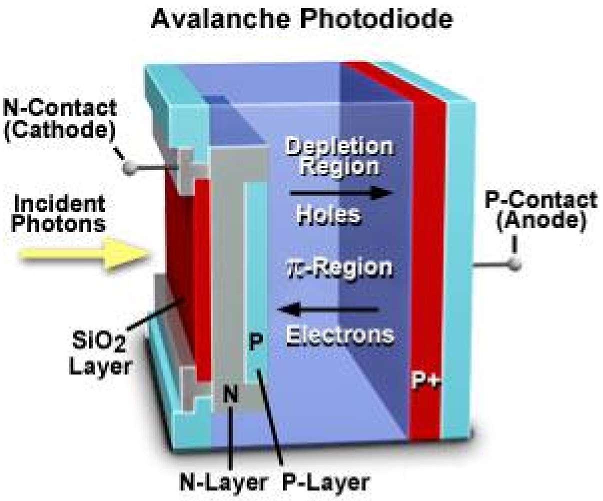
Obr.8.2: PIN dioda

Rozšíření ochuzené vrstvy zmenšuje kapacitu přechodu, zvyšuje průletovou dobu, což negativně ovlivňuje dobu náběhu, šířku pásma přenosu, přenosovou rychlost. Dosažitelné doby náběhu jsou v desítkách ps (odpovídá přenosové rychlosti desítky Gb/s) [4], [6].

Používanými materiály jsou AlGaAs/GaAs (850nm), InGaAs/InP (1300nm - 1550nm), HgCdTe/CdTe (3000nm - 17000nm), InGaAsP/InP a GaAlAsSb/GaSb (920nm - 1700nm).
Obr.8.2 z [4].

8.3 Lavinové diody

Lavinové diody se používají jako velmi citlivé polovodičové fotodiody. K těmto diodám je přiloženo vysoké závěrné napětí řádu desítek až stovek voltů, často těsně pod průrazovým napětím, což umožňuje dosáhnout zisku okolo 100 až 1000. Přiložené napětí ovšem zvýší šum [5].



Obr.8.3: Lavinová fotodioda

Lavinová fotodioda má čtyři vrstvy: N+, P, čistý polovodič a P+. Okolo vrstev N+ a P, mezi nimiž vniká lavinový jev, se nachází ochranný prstenec z polovodiče typu N, který zvyšuje odolnost diody proti povrchovému napěťovému průrazu [6].

Dopadající světlo způsobí vznik páru elektron díra, který je silným elektrickým polem transportován do lavinové oblasti, zde je urychlen na takovou rychlost, že kolize s krystalovou mřížkou způsobí vznik dalšího páru elektron díra. Nový pár je rovněž urychlen silným elektrickým polem a postupně v řetězové reakci vznikají další nové páry elektron díra, čímž dochází k lavinovému efektu. Jediný foton může vyvolat ionizaci krystalové mřížky vedoucí k lavinovému jevu.

Používanými materiály jsou křemík (190nm - 1100nm), germanium (800nm - 1700nm), IndiumGaliumArsenid (900nm - 2200nm), GaliumNitrid (okolo 400nm), HgCdTe (okolo 14μm).

Výhodou lavinových fotodiod je velmi velká citlivost. Nevýhodou je nutnost použití vysokého napětí, v některých případech až 1500V, také vytváří více šumu než běžná fotodioda a výstup vlivem lavinového jevu není lineární. Pro svou velkou citlivost se používají v optických komunikacích na dlouhé vzdálenosti nebo pro optické měření vzdáleností, [4], [6], Obr.8.3 [5].

8.4 Základní parametry fotodiod

Volba materiálu, velikost aktivní plochy a další parametry určují vlastnosti fotodiod. Nejdůležitějšími vlastnostmi jsou senzitivita, kvantová účinnost, temný proud, NEP, šířka pásma a doba odezvy.

8.4.1 Citlivost

Citlivost je dána poměrem fotoproudu I_{ph} z diody a dopadajícího optického výkonu P.

$$S = \frac{I_{ph}}{P}. \qquad (8.1)$$

Citlivost závisí na vlnové délce použitého optického svazku a to různě pro různé materiály. Vliv na senzitivitu má tloušťka ochuzené vrstvy, tloušťka dopované vrstvy I a také antireflex-

ní úprava povrchu. Antireflexní vrstva zabraňuje zbytečným ztrátám u materiálů s vysokým indexem lomu.

8.4.2 Kvantová účinnost

Kvantová účinnost je definována poměrem počtu N_{e1} nosičů proudu a počtem fotonů N_{ph} dopadajících na aktivní plochu.

$$\eta = \frac{N_{e1}}{N_{ph}} = \frac{h \cdot c_0}{e \cdot \lambda} \cdot S, \tag{8.2}$$

kde h je Planckova konstanta, c_0 je rychlost světla, e je elementární náboj a λ je vlnová délka.

Celková kvantová účinnost je určena součinem vnitřní kvantové účinnosti a kolekční účinnosti. Pro čisté materiály dosahuje vnitřní kvantová účinnost vysokých hodnot, viz. Tab.8.1. Kolekční účinnost je definována ztrátami průchodem záření bez vyvolání fotoelektrického jevu, ztráty odrazem a další. Kolekční účinnost se ovlivní tloušťkou ochuzené vrstvy, tloušťkou nedopované vrstvy I_{vsrt} a kvalitou antireflexní vrstvy. Celkovou kvantovou účinnost lze zlepšit využitím optické geometrie.

8.4.3 Temný proud

Temný proud je proud generovaný diodou, která není ozařována žádným svazkem. Temný proud je důležitým aspektem pro analýzu odstupu signálu od šumu. Temný proud má charakter náhodné veličiny a jeho spektrální hustota je blízká bílému šumu.

8.4.4 NEP

Šumové vlastnosti fotodiod jsou definovány veličinou výkon ekvivalentní šumu NEP. NEP určuje střední výkon harmonicky modulovaného optického výkonu, při kterém je střední hodnota napětí na fotodiodě rovna standardní odchylce šumového napětí. Podle [7] lze uvedenou definici vyjádřit zápisem

$$NEP = \frac{\sqrt{\langle \Delta u_S \rangle^2}}{S_U}. \tag{8.3}$$

Veličina NEP se často vztahuje na jednotku šířky pásma přenosu B_m, pak

$$NEP' = \frac{\sqrt{\langle \Delta u_S \rangle^2}}{S_U \cdot \sqrt{B_m}}. \tag{8.4}$$

8.4.5 Šířka pásma

Šířka pásma fotodiody určuje frekvence, které jsou detekovány bez výrazného útlumu. Je tradičně určena poklesem o 3dB, tj. pokles přenosu na polovinu.

Šířka pásma je ovlivňována vnitřními vlivy, především rychlostí generace nosičů a vnějšími vlivy a zapojením obvodu. Velká šířka pásma je dosažena pomocí širší ochuzené oblasti, nedopovanou vrstvou I a malou aktivní plochou. Dochází také ke zkrácení časové konstanty komunikačního obvodu. Nevýhodou je snížení saturačního proudu.

8.4.6 Doba odezvy

Doba odezvy je nepřímo úměrná šířce pásma. Pro vyšší frekvence lze zachovat strmost náběžné hrany obdélníkové signálu případně délku generovaného elektrického pulzu ve srovnání s pulzem optickým. Doba odezvy je doba potřebná pro přechod fotodiody mezi dvěmi stacionárními hodnotami.

9 Měření difrakce

9.1 Rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně

Vzdálená zóna je taková, kdy můžeme vlnoplochy sférický vln považovat za rovinné vlnoplochy. V blízké zóně jsou vlnoplochy sférické. Hranice l_0 mezi blízkou s vzdálenou zónou se vypočítá podle vztahu (9.1),

$$l_0 = \frac{D^2}{4 \cdot \lambda}, \tag{9.1}$$

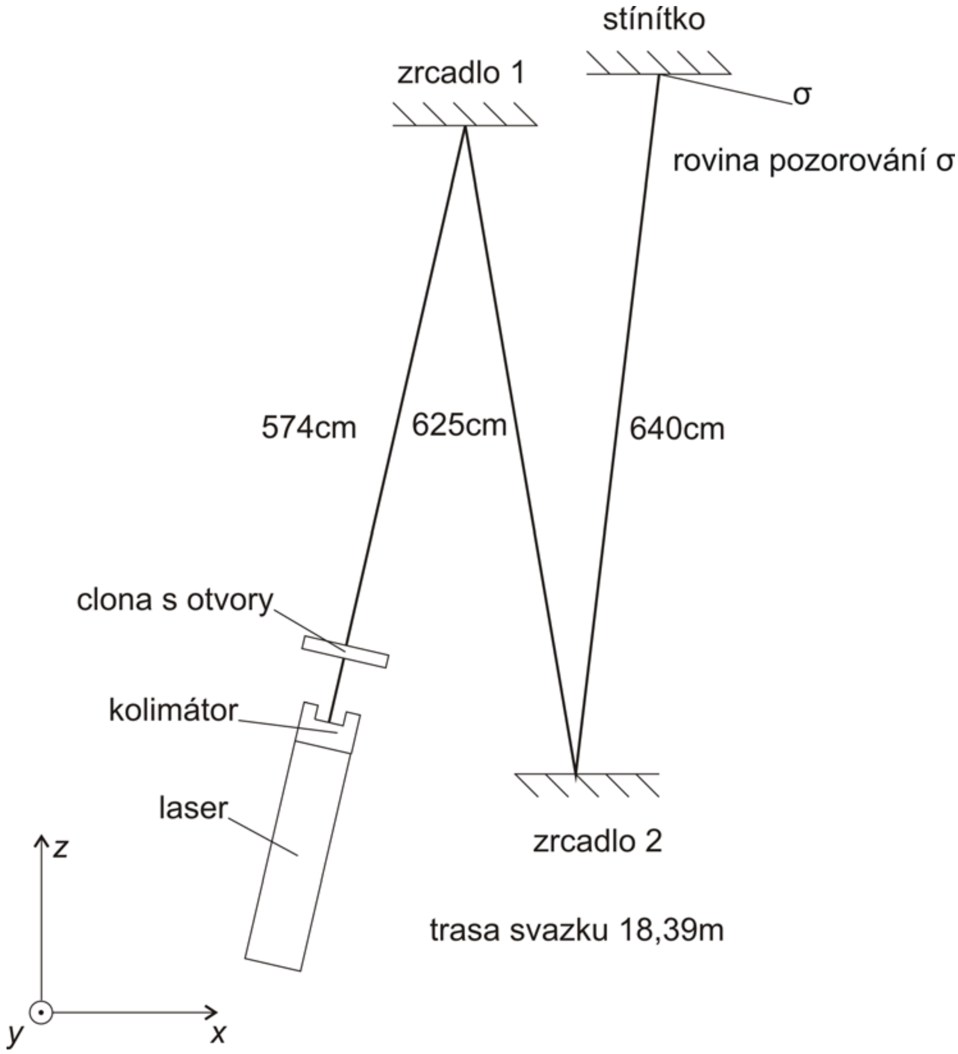
kde D je průměr čočky a λ je vlnová délka.

Laboratorní podmínky dovolovaly trasu dlouhou l_0 = 18,39m, čemuž po dosazení do (9.1) odpovídá průměr kruhového otvoru D = 7,2mm,

$$D = 2 \cdot \sqrt{670 \cdot 10^{-9} \cdot 18{,}39}\,.$$

Pro měření byl použít laser s vlnovou délkou 670nm, s výkonem 2mW. Kolimátorem byla nastavena rozbíhavost svazku 1,92mrad. Tato rozbíhavost svazku umožnila širší stopu svazku na stínítku a tím lepší měření rozložení optické intenzity.

Místo čoček byly použity kruhové otvory ve clonce. Rozměry otvorů byly zvoleny 1mm, 2mm, 3mm, 4mm, 5mm, 6mm a 7mm. Každý otvor byl ozařován laserem a na stínítku pozorován a proměřen průběh rozložení optické intenzity.



Obr.9.1: Měřící aparatura

Stopa svazku vycházející z laseru měla v rovině umístění clony horizontální rozměr 3mm a vertikální rozměr 7mm.

Ozářený kruhový otvor propustí jen část výkonu, je-li jeho rozměr menší než stopa svazku v rovině stínítka. Aby bylo možno tuto část výkonu vypočítat, je nutné určit maximální hodnotu optické intenzity I_0 v ose svazku. Vychází se ze vzorce (4.15)

$$P = \frac{1}{2} \cdot I_0 \cdot \left(\pi \cdot W_0^2\right), \tag{4.15}$$

který se upraví na tvar (9.2)

$$I_0 = \frac{2 \cdot P_{LD}}{\pi \cdot W_0^2}. \tag{9.2}$$

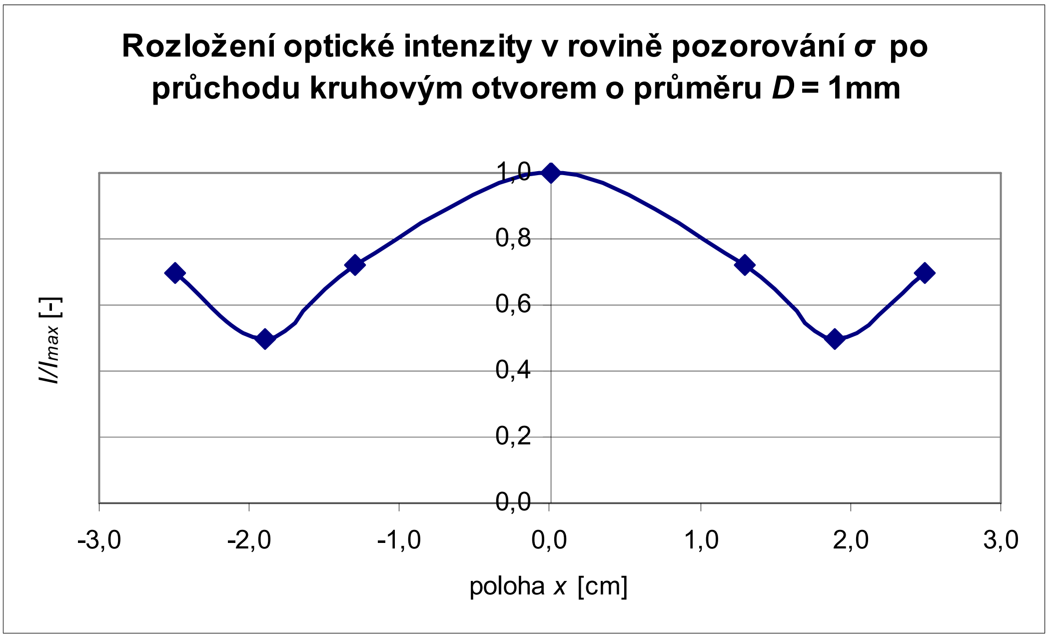
Tento vztah platí pro kruhovou stopu svazku. Pro laser s eliptickou stopou svazku platí

$$I_0 = \frac{2 \cdot P_{LD}}{\pi \cdot a_0 \cdot b_0}. \tag{9.3}$$

Všechny hodnoty jsou známy, P_{LD} = 2mW, a_0 = 3,17mm, b_0 = 1,17mm. Po dosazení do (9.3) I_0 = 0,34mW/mm^2.

9.1.1 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 1mm

Značná část výkonu vysílaného svazku byla clonkou zastavena. Tato situace je popsána v kapitole 7.2.3, Obr.7.1c. Zde je návod na výpočet výkonu P_V. Po dosazení je P_V = 0,29mW. Projde tedy pouze 14,5% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 8,3dB, vzorec (7.2). Při ozařování takto malého kruhového otvoru, vznikne značná difrakce.



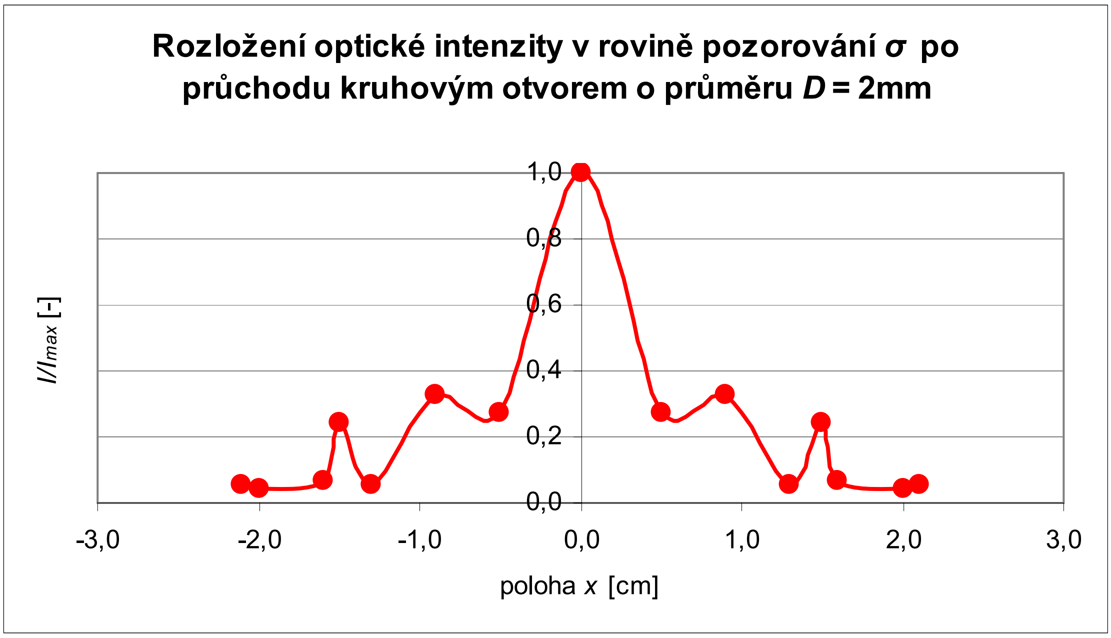
Obr.9.2: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 1mm) - graf

Vlivem difrakce dochází ke střídání maxim a minim.

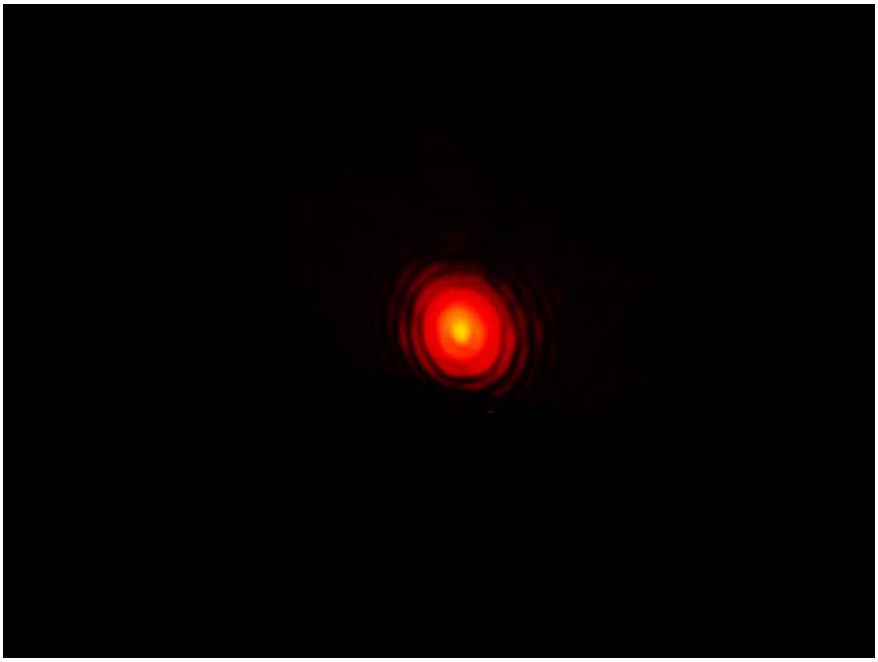
Obr.9.3: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 1mm) - fotografie

9.1.2 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 2mm

Průměr kruhového otvoru je menší než rozměry stopy svazku, proto je postup stejný, jak je popsáno výše, Obr.7.1c. Po dosazení je P_V = 0,85mW. Projde tedy 43,0% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 3,7dB, vzorec (7.2). Také nastala difrakce.



Obr.9.4: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 2mm) - graf

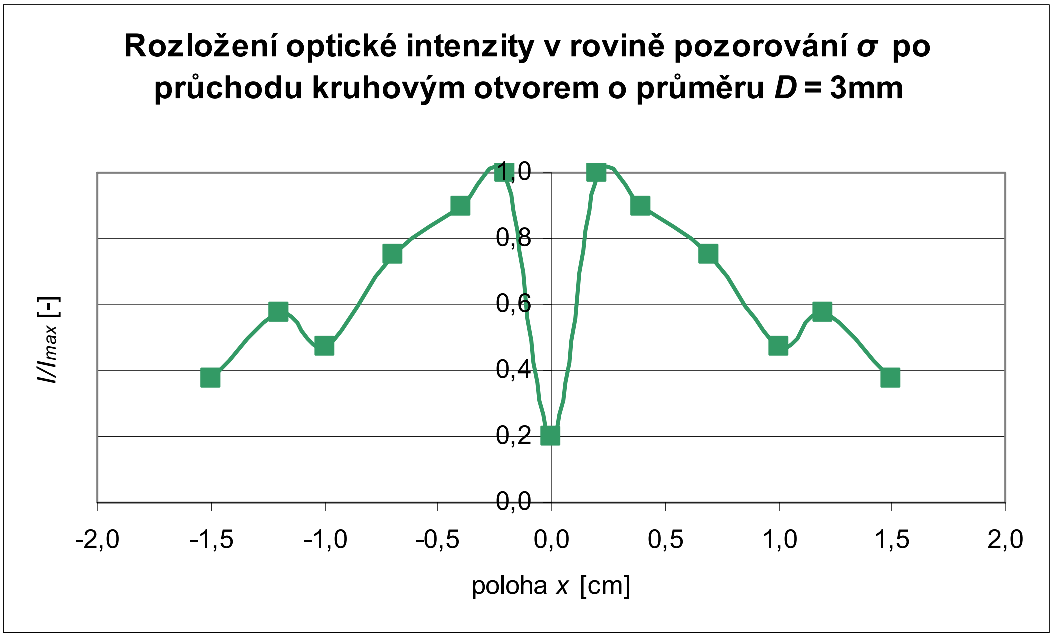


Obr.9.5: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 2mm) - fotografie

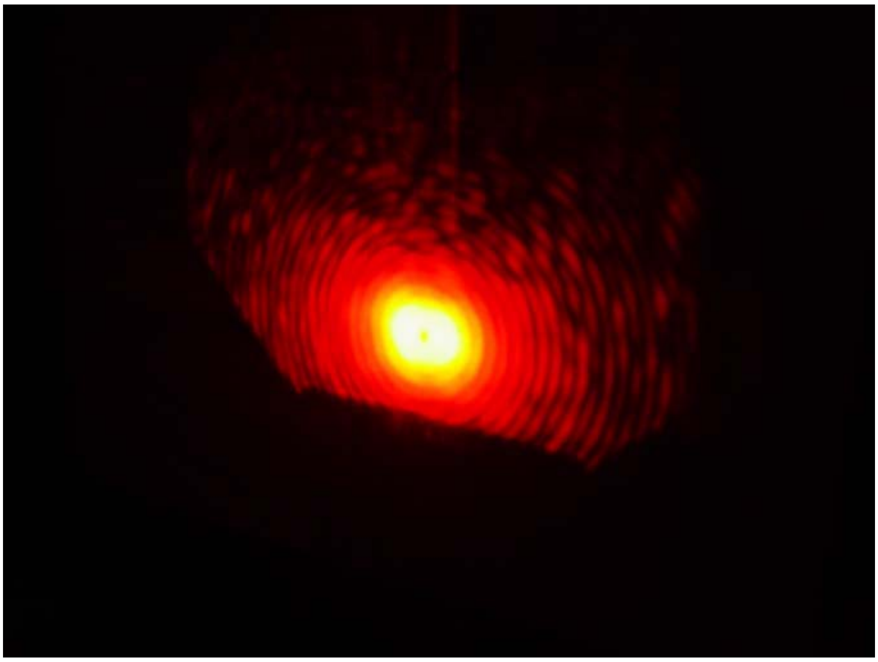
9.1.3 Ozařování kruhového otvoru o průměru *D* = 3mm

Průměr otvoru je roven vertikálnímu rozměru stopy svazku, Obr.7.1c pro $b = r$. Po dosazení do (7.5) je $P_V = 1{,}29$mW. Projde 64,3% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 1,9dB, vzorec (7.2).

Opět vznikla difrakce. Důsledkem toho, že průměr otvoru je shodný s rozměrem stopy svazku, je na středu stopy minimum. Tato skutečnost je dobře patrná na Obr.9.6, uprostřed je černá tečka.



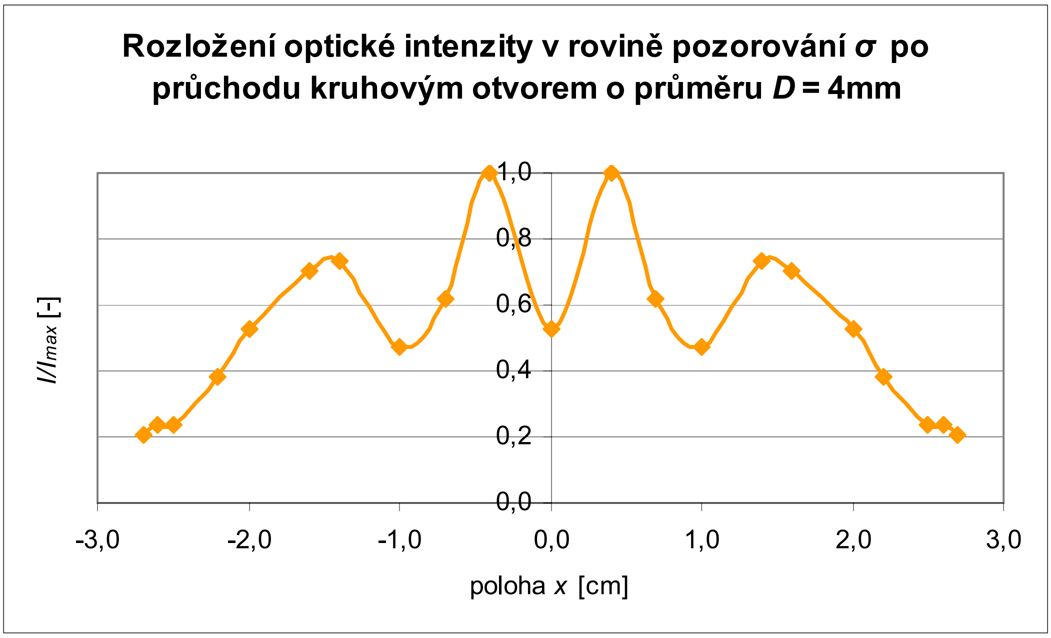
Obr.9.6: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (*D* = 3mm) - graf



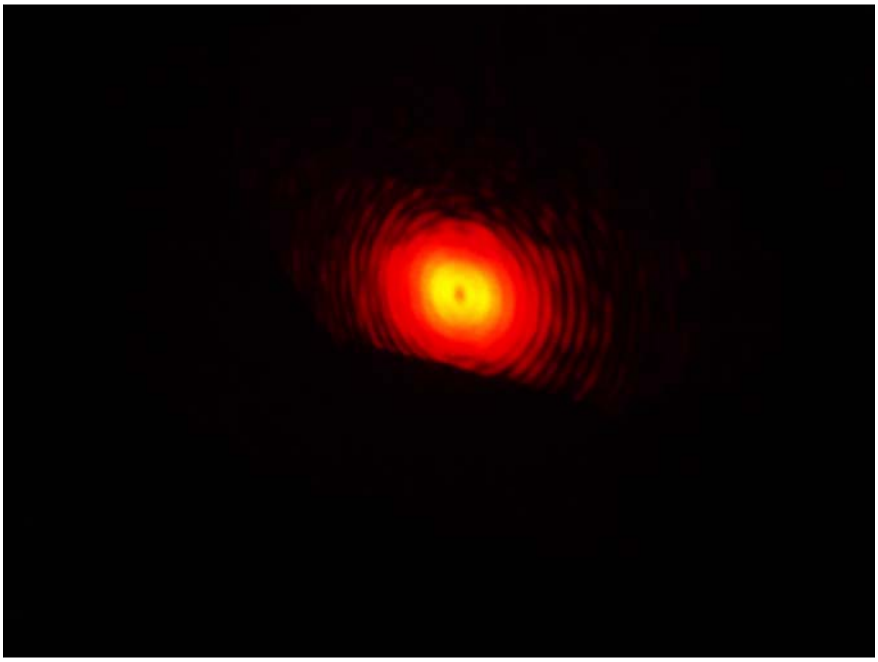
Obr.9.7: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (*D* = 3mm) - fotografie

9.1.4 Ozařování kruhového otvoru o průměru D = 4mm

Vertikální rozměr stopy svazku je menší než kruhový otvor. Jedná se o částečně přezářený kruhový otvor, Obr.7.1b. Po dosazení je P_V = 1,45mW. Projde 72,4% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 1,4dB, vzorec (7.2).



Obr.9.8: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 4mm) - graf

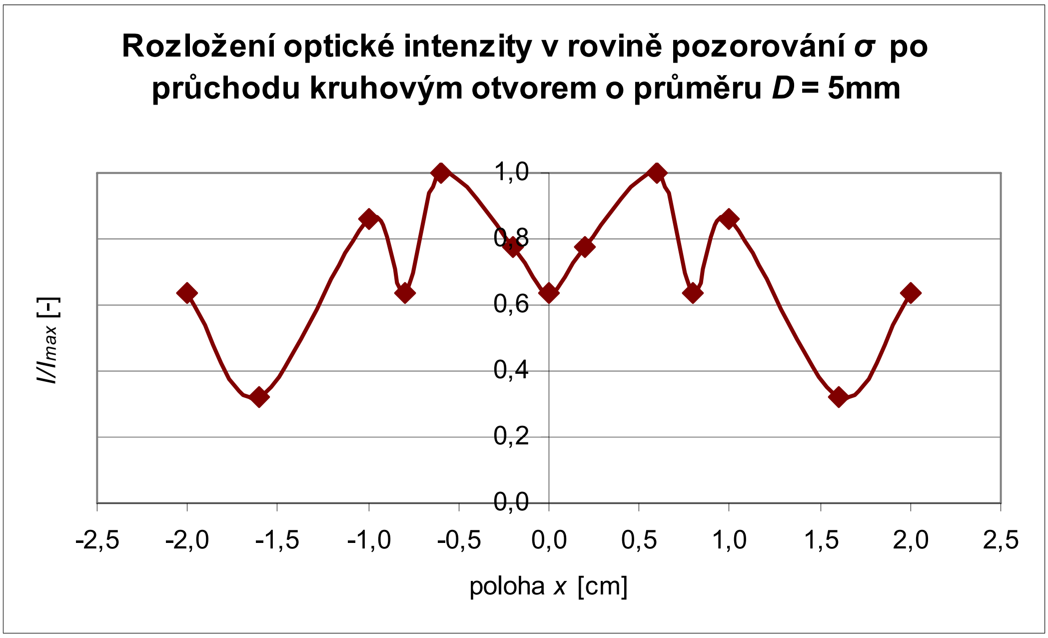


Obr.9.9: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 4mm) - fotografie

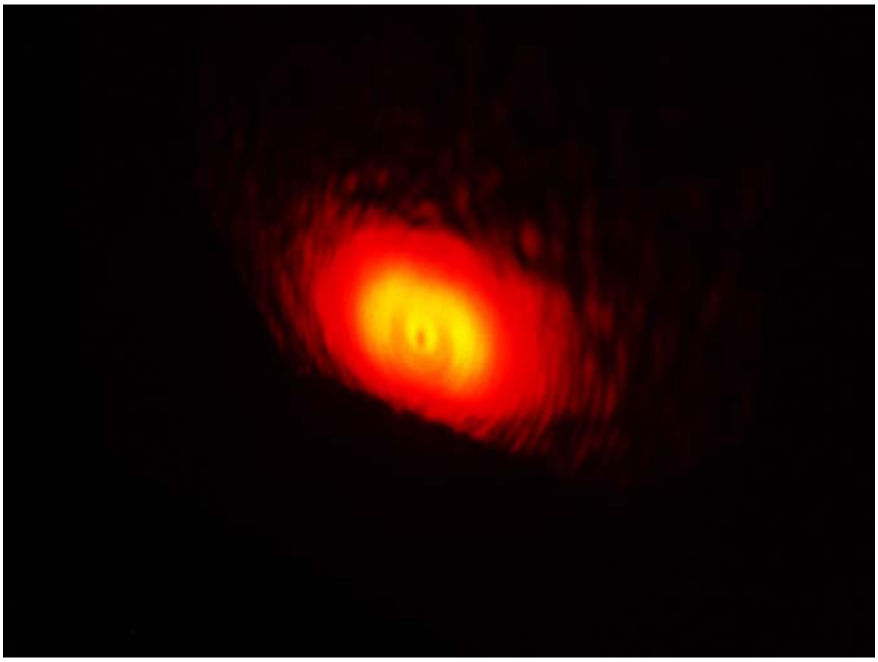
9.1.5 Ozařování kruhového otvoru o průměru *D* = 5mm

Vertikální rozměr stopy svazku je menší než kruhový otvor, horizontální rozměr je stále ještě větší než kruhový otvor, Obr.7.1b. Jedná se opět o částečně přezářený kruhový otvor.

Po dosazení je P_V = 1,66mW. Projde 83,0% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 0,8dB, vzorec (7.2).



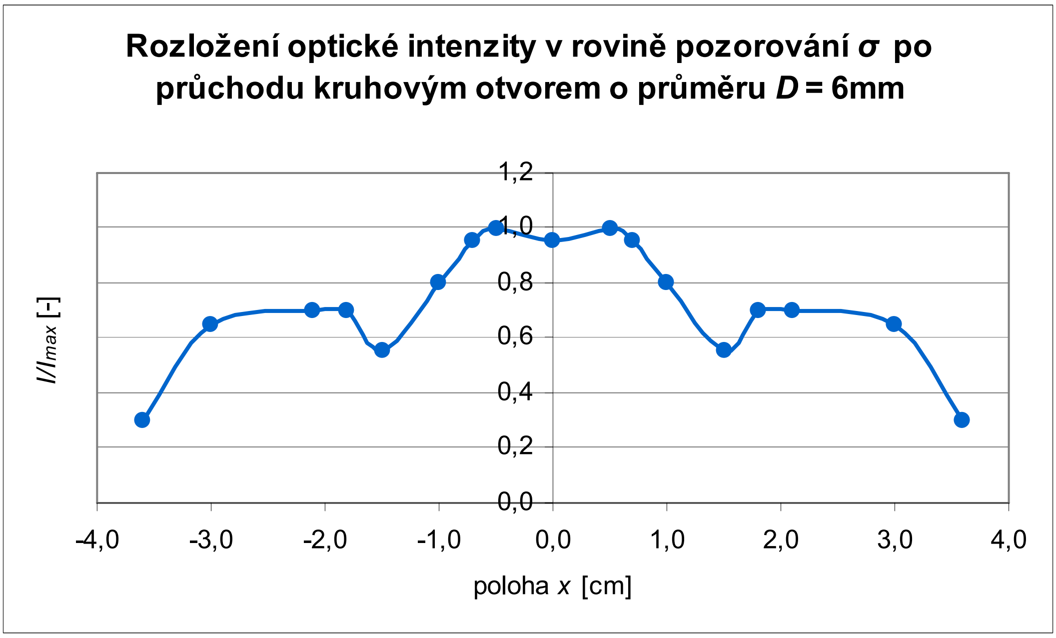
Obr.9.10: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (*D* = 5mm) - graf



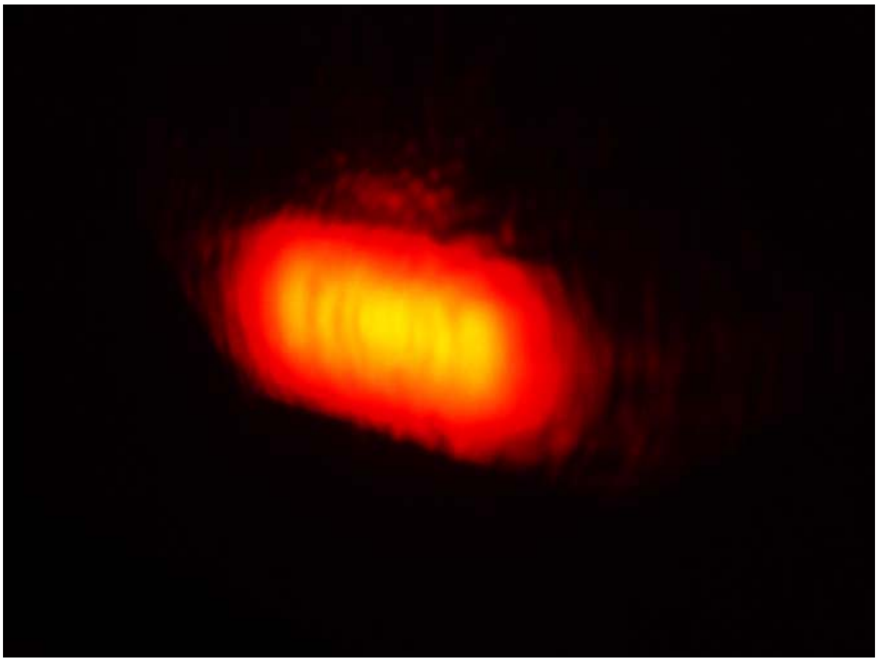
Obr.9.11: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (*D* = 5mm) - fotografie

9.1.6 Ozařování kruhového otvoru o průměru *D* = 6mm

Vertikální rozměr stopy svazku je menší než kruhový otvor. Jedná se o částečně přezářený kruhový otvor, Obr.7.1b. Po dosazení je P_V = 1,79mW. Projde 90,0% vysílaného výkonu. Útlum vazby laserová dioda - vysílací čočka je 0,5dB.



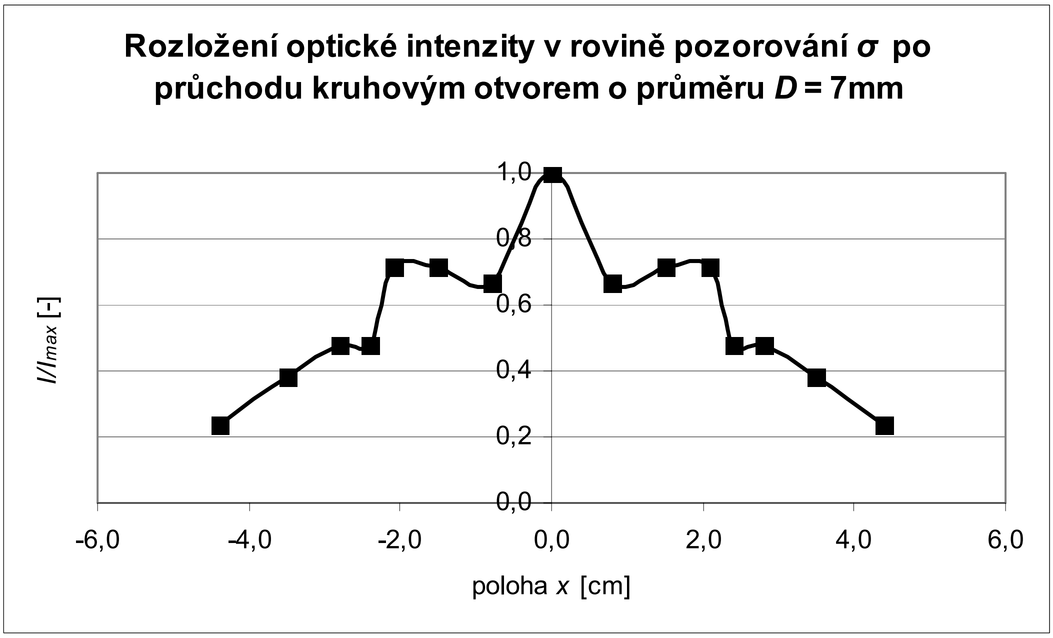
Obr.9.12: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 6mm) - graf



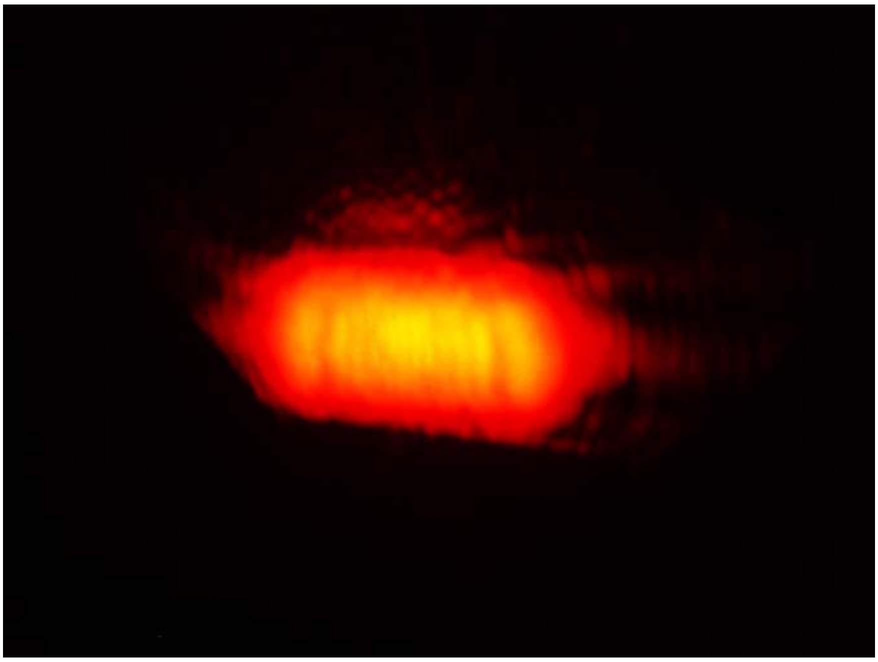
Obr.9.13: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 6mm) - fotografie

9.1.7 Ozařování kruhového otvoru o průměru *D* = 7mm

Horizontální rozměr stopy svazku se rovná průměru kruhového otvoru. Téměř nedochází k útlumu, P_V = 1,9mW, což představuje 96% výkonu laseru. Situace je znázorněna Obr.7.1a pro $a = r$.



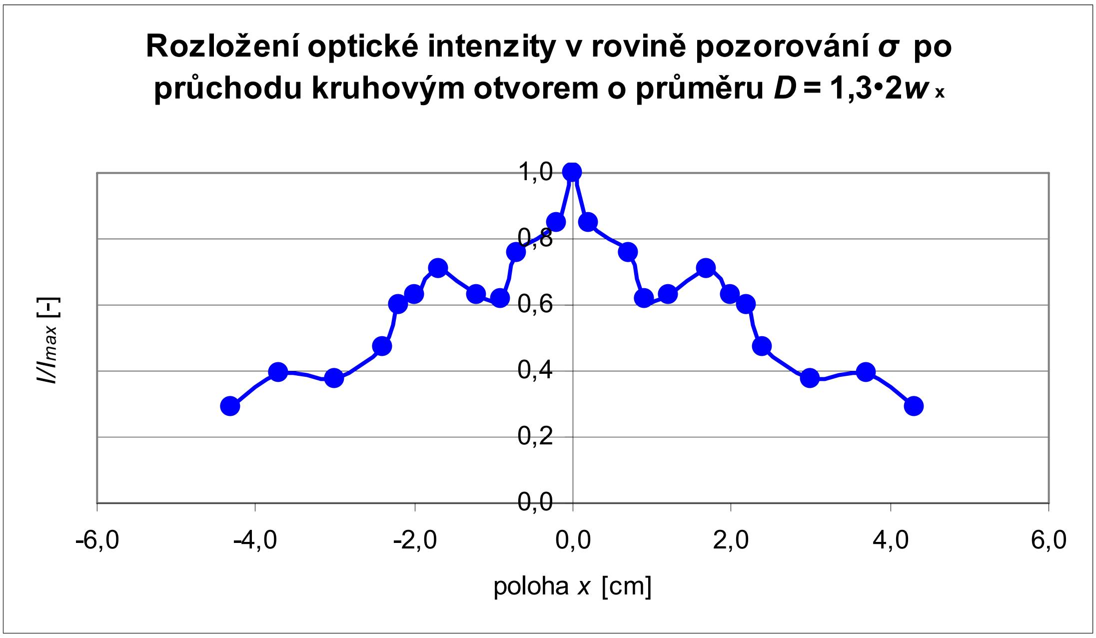
Obr.9.14: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 7mm) - graf



Obr.9.15: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ (D = 7mm) - fotografie

9.1.8 Ozařování kruhového otvoru o průměru $D = 1{,}3 \cdot 2w_x$

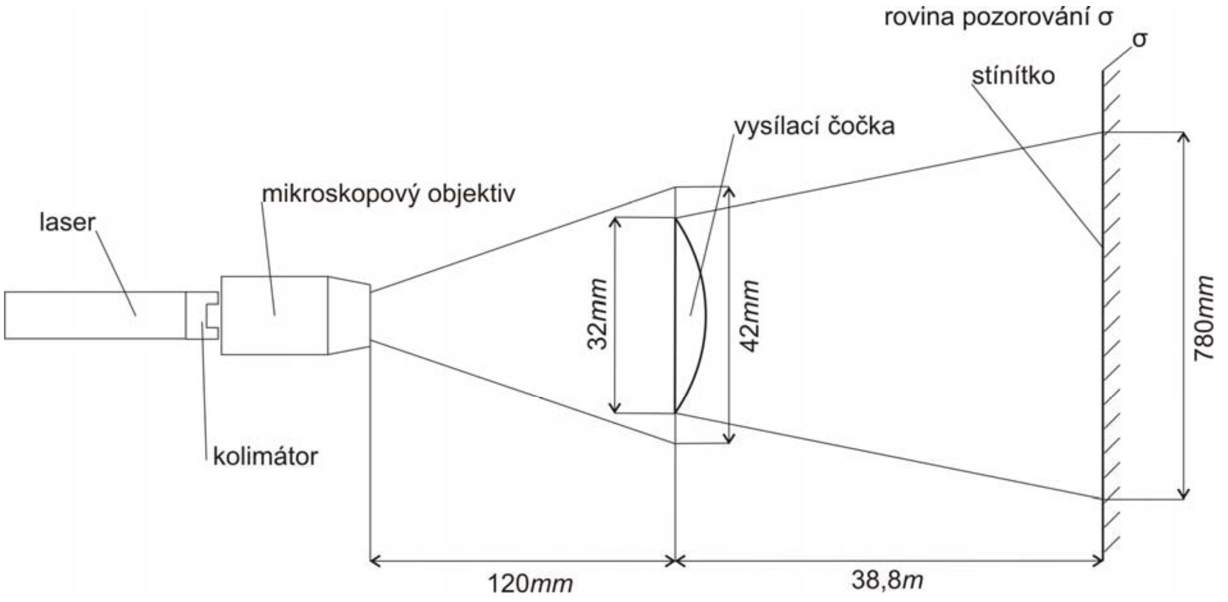
Clonka s kruhovým otvorem byla umístěna do takové vzdálenosti od vysílací laserové diody, že platila podmínka $D = 1{,}3 \cdot 2w_x$, tzn. že pro průměr otvoru $D = 7\text{mm}$ bylo $2w_x = 5{,}4\text{mm}$. Poměr šířky svazku k průměru vysílací čočky, nebo průměru otvoru, je 1,3. Výsledek zobrazuje Obr.9.16. Jedná se o nepřezářený otvor, Obr.7.1a. Nedochází k útlumu, $P_V = 2\text{mW}$.



Obr.9.16: Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ ($D = 1{,}3 \cdot 2w_x$) - graf

9.2 Rozložení optické intenzity v blízké zóně

Bylo provedeno ještě jedno měření, které proměřilo průběh rozložení optické intenzity v blízké zóně. K tomuto měření byla sestavena jiná měřící aparatura, která se skládala z laseru a vysílací čočky. Součástí laserového vysílače byl kolimátor, kterým lze nastavovat rozbíhavost svazku. Dalším prvkem použitým v soustavě mikroskopová čočka, jejímž úkolem byla kolimace svazku vycházejícího z laserového vysílače. Ve vzdálenosti 12cm od laseru byla umístěna vysílací čočka. Tato poslední čočka aparatury byla přezářena, aby se právě na ní nejvíce uplatnil vliv difrakce. Celá sestava je zobrazena na Obr.9.17.



Obr.9.17: Vysílací aparatura se stínítkem

Laser měl výkon 2mW, pracoval na vlnové délce 890nm. Vlnová délka laserového svazku přesahovala hranici viditelného spektra lidského oka. Pro pozorování svazku bylo nezbytné použít přístroj pro noční vidění.

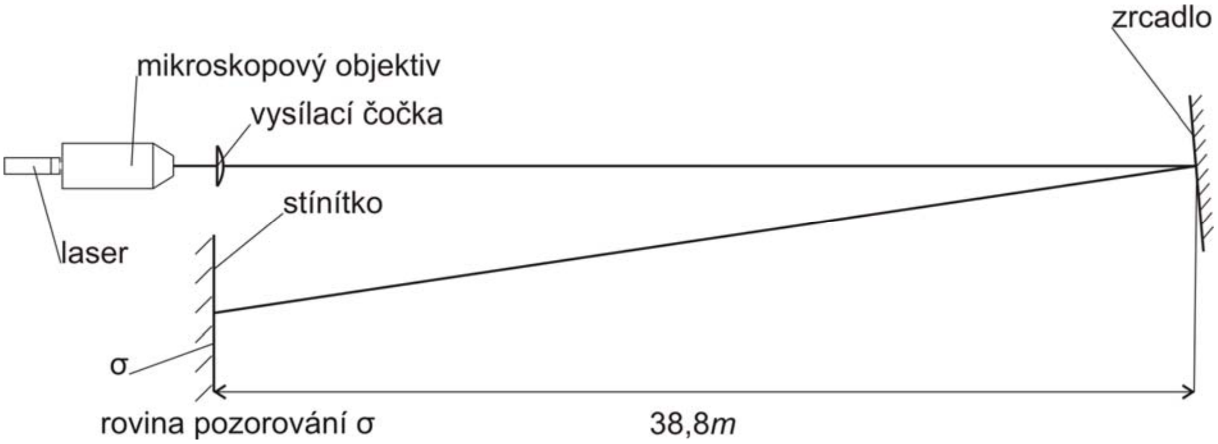
Pro výpočet hranice l_0 mezi blízkou a vzdálenou zónou byl použit vztah (9.1).

$$l_0 = \frac{D^2}{4 \cdot \lambda}, \tag{9.1}$$

kde D je průměr vysílací čočky.

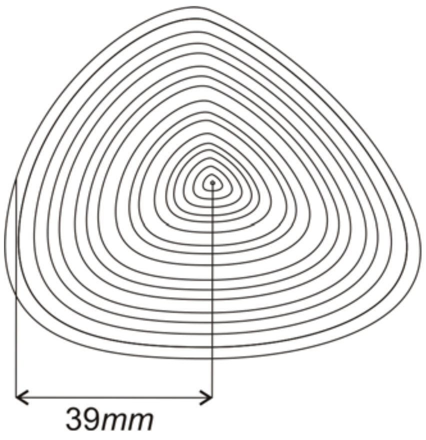
$$l_0 = \frac{D^2}{4 \cdot \lambda} = \frac{\left(32 \cdot 10^{-3}\right)^2}{4 \cdot 890 \cdot 10^{-9}} = 287{,}6m\,.$$

Měření bylo provedeno na chodbě po setmění. Na začátku chodby byla umístěna vysílací aparatura, která vysílala kruhový svazek. Na druhé straně chodby bylo umístěno plošné zrcadlo, od kterého se paprsek odrážel zpátky k místu vysílače. Vedle vysílače byl umístěn detektor optické intenzity. Celková vzdálenost trasy svazku byla 77,6m, což splňuje podmínku blízké zóny (9.1), proto výsledkem je Fresnelova difrakce.



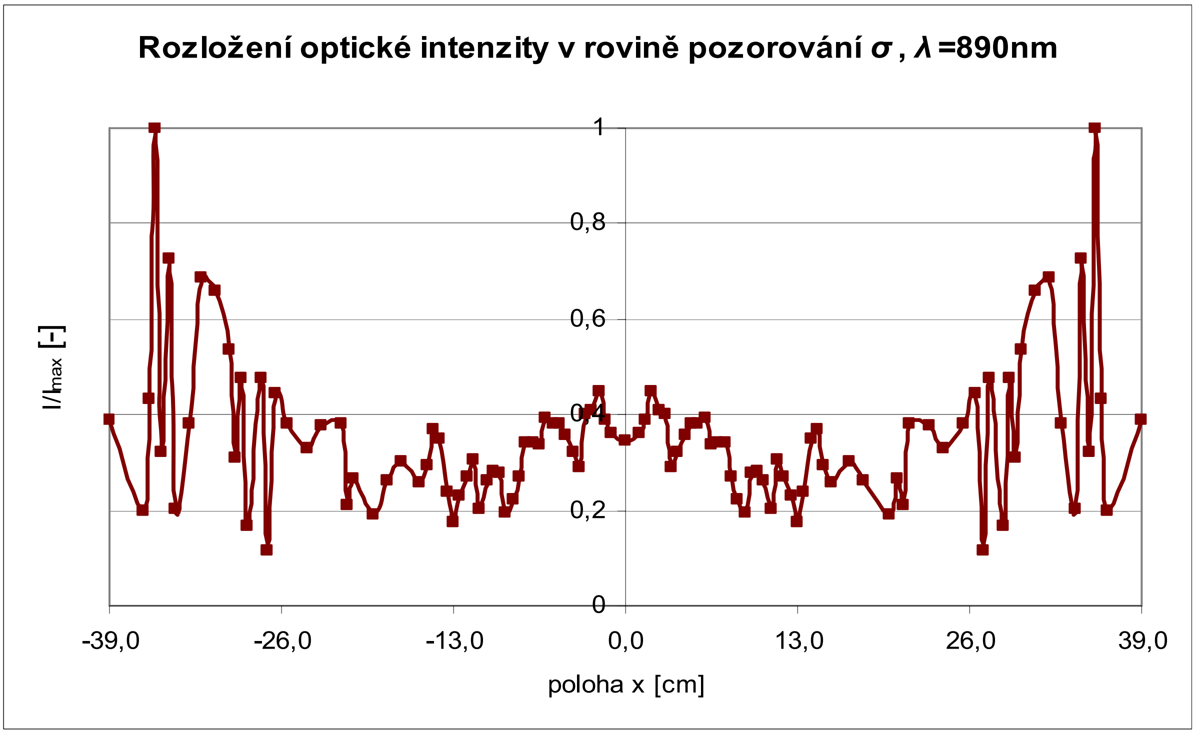
Obr.9.18: Měřící sestava - pohled shora

Odrazové zrcadlo nebylo úplně rovné, protože výsledná stopa nebyla kruhová, ale deformovaná. Důsledek nerovného zrcadla je načrtnut na Obr.9.19.



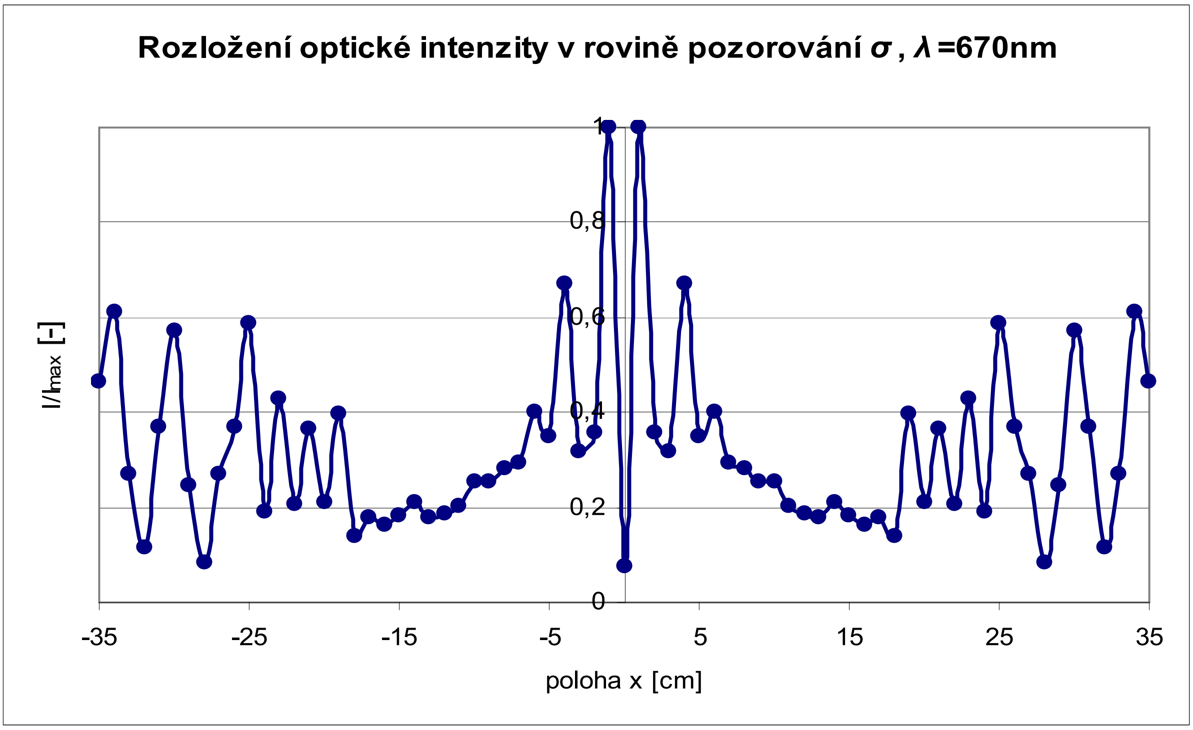
Obr.9.19: Stopa svazku na stínítku

Přístroj pro měření optické intenzity měl moc velký senzor, proto bylo vytvořeno malé obdélníkové okénko o rozměrech 2,5mm na 12,5mm.



Obr.9.20: Naměřené hodnoty optické intenzity ve blízké zóně

Stejné měření bylo provedeno s laserem s vlnovou délkou 670nm a výkonem 3mW. Výsledek je obdobný se Obr.9.20.



Obr.9.21: Naměřené hodnoty optické intenzity ve blízké zóně

Těmito dvěmi měřeními byla potvrzena Fresnelova difrakce.

10 Závěr

Tato diplomová práce zkoumá a shrnuje základní poznatky o difrakci Gaussova svazku na kruhovém otvoru. Svazková optika vychází Helmholtzovy rovnice. Úpravou této rovnice se získají výrazy pro rovinnou, sférickou, paraboloidní i Gaussovu vlnu.

Pro energetické měření Gaussovy vlny ve vzdálené zóně jsou v této práci popsány její vlastnosti, jako optická intenzita, optický výkon, pološířka svazku *W* a poloměr křivosti *R*.

Bezdrátová optická trasa začíná laserovou diodou, která vyzařuje optickou stopu do svého okolí. Následuje optická vysílací soustava. V závislosti na velikosti svazku a velikosti přijímací čočky může, ale nemusí nastat difrakce. Útlumy nastanou při šíření volným prostorem a v atmosféře.

Optický svazek je nutno detekovat, proto se tato práce zabývá detekcí, resp. fotodiodami. Základním typem je PN dioda, z ní je odvozena PIN dioda a dalším vylepšením je lavinová dioda. Ke každému detektoru je pojednání o jeho důležitých vlastnostech.

Pro kompletní vyšetření rozložení optické intenzity ve vzdálené zóně byla sestavena aparatura z laserové diody, clonky s kruhovými otvory od průměru 1mm až po 7mm a detektorem optického výkonu.

Vysílání malým kruhovým otvorem nebo čočkou, která je menší než velikost stopy svazku, je nevýhodné, protože dochází ke značnému útlumu výkonu svazku v podstatě hned na začátku trasy, proto by komunikace byla použitelná jen na krátké vzdálenosti. S rostoucím průměrem kruhového otvoru se snižují ztráty výkonu optického svazku.

V případech, kdy je průměr otvoru roven nebo je větší než kratší stopa svazku, bude ve středu stopy minimum v rovině pozorování. Vzhledem k tomu, že ve středu svazku je očekáváno maximum, je to důležitý poznatek.

Rozložení optické intenzity v rovině pozorování σ postupně s rostoucím průměrem kruhového otvoru vzhledem k velikosti stopy svazku přestává mít tvar Gaussova svazku. Pro průměry kruhových otvorů D = 1mm a D = 2mm má rozložení optické intenzity ještě přibližně tvar Gaussova svazku, výsledný tvar je ovšem postižen difrakcí. Od průměru D = 3mm, který je roven vertikálnímu rozměru stopy, rozložení optické intenzity zcela ztrácí jakoukoli podobnost s rozložením optické intenzity Gaussova svazku. Od průměru kruhového otvoru D = 6mm změřené rozložení optické intenzity začíná opět svým tvarem připomínat rozložení optické intenzity Gaussova svazku. Difrakce je ovšem stále zřetelná.

Pro ověření rozdílů mezi Fresnelovou a Fraunhofferovou difrakcí bylo změřeno také rozložení optické intenzity v blízké zóně. Získané výsledky jsou na Obr.9.20 a Obr.9.21.

Z naměřených výsledků vyplývají doporučení pro volbu vysílací čočky. Aby bylo zachováno Gaussovo rozložení optické intenzity, je nutno zvolit takové čočky, jejichž rozměry jsou menší než velikost stopy svazku v rovině umístění čočky. Použitím takto malých čoček dochází ke značnému útlumy vysílaného výkonu. Budou-li rozměry čočky srovnatelné a větší než velikost stopy svazku v rovině umístění čočky, bude rozložení optické intenzity opět Gaussovské. Mým přínosem touto prací je ověření, že optimální velikost průměru vysílací čočky je 1,3 násobek velikosti stopy svazku. Rozložení optické intenzity pak bude Gaussovské, s maximální hodnotou ve středu svazku a minimální výkonovou ztrátou.

11 Použitá literatura

[1] SALEH, B.E.A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991, ISBN 0-471-83965-5 1991

[2] KOMRSKA, Jiří. *Vlnová optika: Část difrakce světla* [online]. 2008 [cit. 2008-03-17]. Dostupný z WWW: <http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/Difrakce/KapD01.pdf>

[3] *Rayleigh length* [online]. 2007 [cit. 2008-03-30]. Dostupný z WWW: <http://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_range>

[4] SLODIČKA, L., JEŽEK, M., MIČUDA, M., *Přenos a detekce optického signálu*. Olomouc: PřF Palackého univerzity v Olomouci, 2007

[5] *Lavinová fotodioda* [online]. 2008 [cit. 2008-04-01]. Dostupný z WWW: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Lavinov%C3%A1_fotodioda>

[6] *Avalanche Photodiodes* [online]. 2004 [cit. 2008-12-04]. Dostupný z WWW: <http://www.olympusmicro.com/primer/digitalimaging/concepts/avalanche.html>

[7] WILFERT, Otakar. *Fotonika a optické komunikace: přednášky*. Skripta VUT v Brně. Brno: MJ Servis, 2007. ISBN: 978-80-214-3537-7

[8] *Difrakce (ohyb)* [online]. 2008 [cit. 2008-10-10]. Dostupný z WWW: <http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/txt_u303.pdf>

[9] BOCHNÍČEK, Zdeněk. *Optika CD přehrávače* [online]. 2004 [cit. 2008-10-18]. Dostupný z WWW: <http://sf.zcu.cz/rocnik05/cislo02/cislo2.98/w_optika.html>

[10] LUKÁŠ, Michal. *Laserové diody : část 1. Základní principy* [online]. 2005 [cit. 2008-11-03]. Dostupný z WWW: <http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=35057>

[11] LUKÁŠ, Michal. *Laserové diody : Část 2. Funkce a základní parametry* [online]. 2005 [cit. 2008-11-03]. Dostupný z WWW: <http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=34933>

[12] WILFERT, O. *Optoelektronika.* UREL, VUT v Brně, Brno: UREL FEKT VUT v Brně, 2002. ISBN: 80-214-2264-5

[13] *Laserové diody : Část 3. Typy LD* [online]. 2005 [cit. 2008-11-03]. Dostupný z WWW: <http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=35006>

[14] *Introduction: semiconductor lasers* [online]. 2005 [cit. 2009-01-27]. Dostupný z WWW: <http://www.fi.isc.cnr.it/users/giovanni.giacomelli/Semic/Samples/samples.html>

[15] FAJMON, Břetislav, RŮŽIČKOVÁ, Irena. *Matematika 3* [online]. 2005 [cit. 2009-04-06]. Dostupný z WWW: <http://www.umat.feec.vutbr.cz/~fajmon/bma3/matematika3.pdf

12 Seznam symbolů a zkratek

λ	[m]	vlnová délka
$\vec{r}$	[m,m,m]	vektorové souřadnice
k	[rad·m^{-1}]	vlnové číslo
x, y, z	[m]	vzdálenost od počátku souřadnicového systému [0,0,0]
z_0	[m]	Rayleighova vzdálenost
$\dot{q}(z)$	[m]	komplexní funkce
$W(z)$	[m]	šířka svazku ve vzdálenosti z
$R(z)$	[m]	poloměr zakřivení svazku ve vzdálenosti z
$\zeta(z)$	[rad]	fázové zpoždění
W_0	[m]	pološířka svazku v krčku (nejužší místo)
$I(\rho,z)$	[V·m^{-2}]	optická intenzita
P	[W]	optický výkon
Θ_0	[rad]	úhel divergence
$\varphi(\rho,z)$	[rad]	fáze Gaussovy vlny
c	[m]	šířka otvoru
N_F	[-]	Fresnelovo číslo
$Dfr(\rho)$	[-]	difrakční funkce
c_0	[m·s^{-1}]	rychlost světla
ε_0	[F·m^{-1}]	permitivita vakua
J_1	[-]	Besselova funkce 1. řádu
f	[m]	ohnisková vzdálenost čočky
D	[m]	průměr čočky
d	[m]	průměr Airyho disku
P_{LD}	[W]	výkon laseru
P_V	[W]	výkon na ozářené ploše čočky
r	[m]	poloměr čočky
a	[m]	hlavní poloosa
b	[m]	vedlejší poloosa
σ	[-]	rovina pozorování
$A_{LD,v}$	[dB]	útlum vazby laserová dioda a vysílací čočka
$A_{VČ} = A_{PČ}$	[dB]	útlum vysílací a přijímací čočky
η	[-]	účinnost
L_0	[m]	pomocná délka
φ_t	[rad]	úhlová šířka vyzařovaného svazku
A_{12}	[-]	útlum šířením volným prostředím
L_{12}	[m]	vzdálenost vysílací a přijímací hlavice
γ_{POS}	[dB]	zesílení přijímací čočky
P_0	[W]	minimální úroveň přijatého optického výkonu
SNR_0	[-]	poměr signálu k šumu pro daný BER
BER	[-]	poměr chybných bitů k celkovému počtu bitů
NEP'	[W·Hz$^{-1/2}$]	výkon ekvivalentní šumu vztažený na šířku pásma
P_{min}	[W]	minimální detekovatelný výkon
P_{max}	[W]	maximální saturační výkon
Δ_P	[W]	oblast dynamiky
v	[Hz]	frekvence

S	$[A \cdot W^{-1}]$	senzitivita
I_{ph}	[A]	fotoproud
h	$[J \cdot s]$	Planckova konstanta
e	[C]	elementární náboj
LD	laserová dioda	
EEL	edge emitting laser, hranově vyzařující laserová dioda	
VCSEL	vertical cavity surface emitting laser, záření z plochy součástky rovnoběžné s rovinou přechodu	