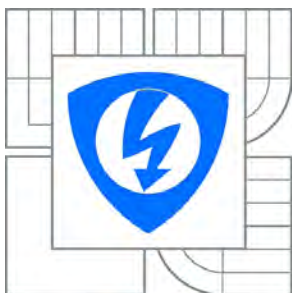




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNologiÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

TVAROVÁNÍ LASEROVÉHO SVAZKU

LASER BEAM SHAPING

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

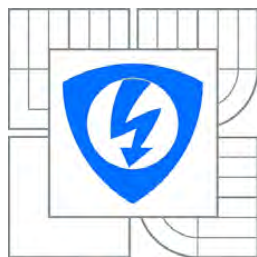
Bc. JOSEF HANTL

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ, Ph.D.

BRNO 2011



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektronika a sdílovací technika

Student: Bc. Josef Hantl

ID: 78185

Ročník: 2

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Tvarování laserového svazku

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s tvary optických svazků, které se využívají v optických bezkabelových komunikacích. Jednotlivé svazky popište, uveďte jejich přednosti a nevýhody.

Prostudujte a detailně popište jednotlivé metody tvarování laserových svazků. Sestavte experimentální pracoviště pro tvarování laserových svazků.

Navrhněte postupy pro tvarování optického svazku typu Top - hat z optického svazku s Gaussovským rozložením. Porovnejte navzájem parametry jednotlivých svazků. Experimentálně ověřte navržené postupy tvarování.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] SMITH, F. G., KING, T. A., WILKINS, D. Optics and Photonics. New York: John Wiley, 2007
- [2] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991.
- [3] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Základy fotoniky 1. Praha: Matfyzpress, 1994.

Termín zadání: 7.2.2011

Termín odevzdání: 20.5.2011

Vedoucí práce: Ing. Lucie Dordová, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně v domě následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Práce krátce popisuje typy vln a svazků. Podrobněji jsou popsány parametry a vlastnosti Gaussova svazku, který je asi nejvíce využíván v atmosférických optických spojích.

Hlavním cílem práce je prostudování možností tvarování laserového svazku a to hlavně na svazek Top hat. Jsou zde popsány důvody, proč je vhodné laserový svazek pro optické komunikace tvarovat, a nejčastěji využívané metody pro tvarování laserového svazku. Navržené postupy tvarování svazků jsou experimentálně ověřeny a vlastnosti svazků tvarovaných jednotlivými metodami jsou mezi sebou porovnány.

KLÍČOVÁ SLOVA

Optický svazek, optická vlna, optická intenzita, optický výkon, Gaussov svazek, Top hat svazek, tvarování svazku, svazkový integrátor, pole mikročoček, difrakční difusér.

ABSTRACT

Thesis describes shortly types of waves and beams. Gaussian beam properties and parameters are described in more details, Gaussian beam is the most used in atmospheric optical links.

The main goal of work is studying of possibilities of laser beam shaping, mainly the beam Top hat. In this project reasons why is suitable to shape laser beam for optical communications and the most used methods for shaping of laser beam are described. The suggested processes of beams shaping are experimentally verified and properties of beams shaped of single methods are compared with each other.

KEYWORDS

Optical beam, optical wave, optical intensity, optical power, Gaussian beam, Top hat beam, beam shaping, beam integrátor, lenslet array, diffractive diffuser.

HANTL, J. *Tvarování laserového svazku: diplomová práce*. Brno: FEKT VUT v Brně, 2011. 67 s., 44 s. příl.

PROHLÁŠENÍ

Jako autor diplomové práce na téma Tvarování laserového svazku 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 části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne 20. května 2011

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucí diplomové práce Ing. Lucii Dordové, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce. Dále bych chtěl poděkovat za cenné rady Ing. Michalu Mandlíkovi.

V Brně dne 20. května 2011

.....

podpis autora

OBSAH

Obsah	vi
Seznam obrázků	viii
Seznam tabulek	xi
Úvod	1
1 Vlnová optika	2
1.1 Rovinná vlna	3
1.2 Sférická vlna.....	3
1.3 Paraboloidní vlna	4
2 Svazková optika	5
2.1 Gaussovský svazek.....	5
2.1.1 Komplexní amplituda	5
2.1.2 Vlastnosti Gaussovského svazku	7
2.2 Top hat svazek.....	11
2.3 Okrajový a středový svazek	14
2.4 Hermiteovské - Gaussovské svazky	14
2.5 Laguerreovské – Gaussovské svazky	15
2.6 Besselovský svazek	16
3 Optické prvky	17
3.1 Zdroje optického záření pro optické komunikace	17
3.2 Optické čočky.....	19
4 Tvarování laserového svazku	21
4.1 Průchod svazku aperturou	22
4.2 Field mapping.....	24
4.3 Svazkový integrátor	26
4.4 Difrakční difusér	27
4.5 Metoda skládání více optických svazků.....	28
5 Měření a tvarování laserového svazku	30
6 Vyhodnocení kvality svazků	33

6.1	Metoda výpočtu optické intenzity	33
6.2	Výpočet ideálního Gaussova svazku	34
6.3	Výpočet ideálního Top hat svazku	35
6.3.1	Metoda $I_0 / 2$	36
6.3.2	Metoda $\Delta / 2$	38
6.4	Výpočet komplexního parametru kvality transformace	41
6.5	Výpočet parametru zvlnění optické intenzity	43
7	Vyhodnocení tvarovaných optických svazků	45
7.1	Tvarování optického svazku z laseru L1	47
7.2	Tvarování optického svazku z laseru L2	51
7.3	Tvarování optického svazku z laseru L3	53
7.4	Tvarování optického svazku z laseru L4	56
	Závěr	60
	Literatura	62
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	64
	Seznam příloh	66

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1.1: Rovinná vlna.....	3
Obr. 1.2: Sférická vlna.....	4
Obr. 1.3: Přejchod sférické vlny na rovinnou vlnu.....	4
Obr. 2.1: Profil Gaussova svazku [2] (Σ vlnoplocha, I_0 – intenzita záření na ose z , θ – úhel divergence).....	7
Obr. 2.2: Normovaná intenzita svazku v závislosti na ρ	7
Obr. 2.3: Normovaná intenzita svazku v závislosti na z	8
Obr. 2.4: Závislost pološířky svazku $W(z)$ na vzdálenosti z	9
Obr. 2.5: Fázové zpoždění $\zeta(z)$ podél osy Gaussovského svazku vztažené k rovinné vlně.....	10
Obr. 2.6: Intenzitní profil a) Gaussův svazek, b) Top hat svazek.....	11
Obr. 2.7: Transformace Gaussova svazku na Top hat svazek.	11
Obr. 2.8: Ilustrativní obrázek rozložení optické intenzity okrajového, středového a Gaussovského svazku.....	14
Obr. 2.9: Hermiteovské - Gaussovské svazky řádu (l, m) – (převzato z [16]).	15
Obr. 2.10: Laguerreovské - Gaussovské svazky řádu (l, m) – (převzato z [16]).	15
Obr. 2.11: Ilustrační obrázek stopy Besselovského svazku (převzato z [16])......	16
Obr. 3.1: Princip činnosti laseru.	17
Obr. 3.2: Ilustrativní obrázek optické čočky.....	19
Obr. 3.3: Rozdělení spojných a rozptylných čoček.	19
Obr. 3.4: Sférická vada optické čočky.....	20
Obr. 4.1: Teorie tvarování laserového svazku.	21
Obr. 4.2: Srovnání vlivu fluktuací pro Top hat a Gaussův svazek [6].	22
Obr. 4.3: Průchod optického svazku aperturou.....	23
Obr. 4.4: Intenzitní profil Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm.....	23
Obr. 4.5: Průchod Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm čtvercovou aperturou o velikosti strany čtverce a	24
Obr. 4.6: Průchod Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm kruhovou aperturou o průměru d	24
Obr. 4.7: Princip tvarování svazku pomocí Field mapping [9].	25
Obr. 4.8: Vliv parametru β na transformovaný svazek čtvercového průřezu (převzato z [9])......	25
Obr. 4.9: Difrakční svazkový integrátor [9].	26

Obr. 4.10: Zobrazovací svazkový integrátor [9].....	27
Obr. 4.11: Systém pro tvarování laserového svazku s difrakčním difusérem [9].....	28
Obr. 4.12: a) Difusér pro tvarování čtvercového Top hat svazku, b) Rozložení optické intenzity po průchodu difrakčním difusérem [10].	28
Obr. 4.13: Skládání více optických svazků.....	29
Obr. 4.14: Složení čtyř laserových svazků (převzato z [18]).....	29
Obr. 5.1: Rozložení prvků na experimentálním pracovišti.	30
Obr. 5.2: Přenos filtrů použitých při snímání laserového svazku (převzato z [13]).	31
Obr. 5.3: Speciální prvky použité pro tvarování optických svazků (převzato z [11], [20]).....	32
Obr. 6.1: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Gaussova svazku.	35
Obr. 6.2: Metoda $I_0 / 2$ vykreslení ideálního Top hat svazku.	36
Obr. 6.3: Porovnání měřeného a vyhlazeného Top hat svazku.	37
Obr. 6.4: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Top hat svazku – (metoda $I_0 / 2$).	38
Obr. 6.5: Metoda $\Delta / 2$ vykreslení ideálního Top hat svazku.	39
Obr. 6.6: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Top hat svazku – (metoda $\Delta / 2$).	40
Obr. 6.7: Komplexní parametr kvality transformace.	41
Obr. 6.8: Kvalitativní parametr q_1 pro každý bod matice Gaussova svazku.	42
Obr. 6.9: Kvalitativní parametr q_2 pro každý bod matice Top hat svazku.	43
Obr. 6.10: Optický svazek s malým parametrem $E = 2,5 \%$	44
Obr. 6.11: Optický svazek s velkým parametrem $E = 10,5 \%$	44
Obr. 7.1: Schéma rozložení experimentálního pracoviště.	45
Obr. 7.2: Komplexní parametr kvality transformace pro L1.	49
Obr. 7.3: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L1.	49
Obr. 7.4: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L1.	50
Obr. 7.5: Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L1.	50
Obr. 7.6: Komplexní parametr kvality transformace pro L2.	52
Obr. 7.7: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L2.	52
Obr. 7.8: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L2.	53
Obr. 7.9: Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L2.	53
Obr. 7.10: Komplexní parametr kvality transformace pro L3.	55
Obr. 7.11: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L3.	55
Obr. 7.12: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku	

L3.	56
Obr. 7.13: : Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L3.	56
Obr. 7.14: Komplexní parametr kvality transformace pro L4.	58
Obr. 7.15: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L4.	58
Obr. 7.16: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L4.	59
Obr. 7.17: : Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L4.	59

SEZNAM TABULEK

Tab. 1.1: Rozdělení optických vlnových délek.....	2
Tab. 5.1: Lasery použité na experimentálním pracovišti.....	30
Tab. 5.2: Parametry použitých čoček.....	31
Tab. 7.1: Měřené a vypočítané parametry Gaussových svazků.....	46
Tab. 7.2: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L1.....	47
Tab. 7.3: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L1.	48
Tab. 7.4: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L2.....	51
Tab. 7.5: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L2.	51
Tab. 7.6: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L3.....	54
Tab. 7.7: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L3.	54
Tab. 7.8: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L4.....	57
Tab. 7.9: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L4.	57

ÚVOD

Optické bezkabelové spoje jsou zajímavou alternativou radiových spojů. V současné době není jejich použití vázáno licenčním řízením. Protože pracují v optických vlnových délkách, nedochází ke znečišťování životního prostředí vyzařováním elektromagnetické energie na radiových frekvencích. Nabízejí také oproti radiovým spojům vysokou přenosovou rychlost a mnoho dalších výhod. Tyto spoje jsou primárně využívány pro datové sítě. Snahou výrobců bezkabelových optických sítí je zvyšování spolehlivosti přenosu dat. Pro spolehlivější přenos je snaha tvarovat vysílaný optický svazek.

V první části projektu jsou popsány jednotlivé typy optických vln a dále pak typy optických svazků, které je možno v bezkabelových optických komunikacích využívat. Blíže je popsán Gaussův optický svazek. U tohoto typu svazku jsou popsány jeho důležité vlastnosti a parametry.

Hlavním cílem této práce je popsání metod tvarování optického svazku tak, aby byl co nejvhodnější pro optické bezkabelové spoje. Pro tyto spoje je vhodný svazek s rovnoměrným rozložením optické intenzity – Top hat svazek. Z tohoto důvodu se práce zabývá tvarováním svazku s Gaussovým rozložením optické intenzity na svazek tvaru Top hat. Tento tvarovaný svazek má však využití také v mnoha jiných průmyslových odvětvích. Mezi ně patří například litografie, mikroskopie, mikroelektronika či průmyslové obrábění laserem. V poslední části práce je sestaveno experimentální pracoviště pro tvarování laserového svazku. Na pracovišti budou tvarovány svazky různými metodami s použitím několika druhů laserů. Pro tvarované svazky bude pomocí programovacího prostředí Matlab vytvořen program pro vyhodnocení kvality tvarovaných svazků. Tvarované svazky budou mezi sebou porovnány a vyhodnoceny jejich parametry.

1 VLNOVÁ OPTIKA

Světlo je elektromagnetické záření, jehož spektrum začíná v ultrafialové oblasti, kde je vlnová délka v rozsahu od 10 nm do 390 nm, přes viditelnou oblast s vlnovými délkami v rozmezí 390 nm až 760 nm, až po infračervenou oblast s rozmezím vlnových délek od 760 nm do 1 mm. V tab.1.1 je podrobnější rozdělení vlnových délek optického spektra [7], [8].

Tab. 1.1: Rozdělení optických vlnových délek.

Optické záření:	Název:	Rozmezí vlnových délek [nm]:
Ultrafialové	krátkovlnné	10 - 280
	středovlnné	280 - 320
	dlouhovlnné	320 - 400
Viditelné	fialové	390 - 455
	modré	455 - 492
	zelené	492 - 577
	žluté	577 - 597
	žluté	597 - 622
	červené	622 - 760
Infračervené	blízké	760 - 5000
	střední	5000 - 30000
	dlouhé	30000 - 1000000

V optických bezkabelových spojkách se nejčastěji využívá optické záření v infračervené oblasti [1].

Z matematického hlediska je vlna popsána funkcí polohy $\mathbf{r}$ a času t [1]. Takovou to reálnou funkci nazýváme vlnová funkce a označujeme ji $u(\mathbf{r}, t)$. Tato funkce vyhovuje vlnové rovnici

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

kde ∇^2 je Laplaceův operátor a c je rychlost světla v prostředí. Funkce, které vyhovují vlnové rovnici, popisují možnou optickou vlnu.

Dále se zavádí pro monochromatickou vlnu reálná vlnová funkce s časovou harmonickou závislostí [1]

$$u(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \cos(2\pi\nu t + \varphi(\mathbf{r})), \quad (2)$$

kde $a(\mathbf{r})$ je amplituda, $\varphi(\mathbf{r})$ je fáze a ν frekvence. Vlnovou funkci $u(\mathbf{r}, t)$ lze také vyjádřit v komplexním tvaru

$$U(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \exp(j\varphi(\mathbf{r})) \exp(j2\pi\nu t), \quad (3)$$

který popisuje úplně vlnu. Část rovnice (3) $a(\mathbf{r})\exp(j\varphi(\mathbf{r}))$ nazýváme komplexní amplitudou $U(\mathbf{r})$. Dosadíme-li komplexní vlnovou funkci (3) do vlnové rovnice (2) dostaneme takzvanou Helmholtzovu rovnici

$$(\nabla^2 + k^2)U(\mathbf{r}) = 0, \quad (4)$$

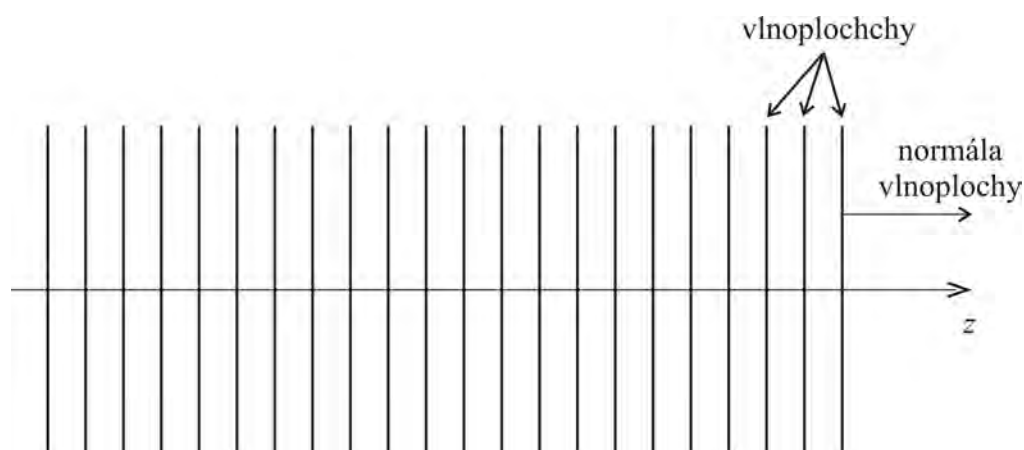
kde k je vlnové číslo. Tato rovnice v různých úpravách je základem vlnové optiky.

1.1 Rovinná vlna

Rovinná vlna je vyjádřena rovnicí komplexní amplitudy

$$U(\mathbf{r}) = A \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (5)$$

kde A komplexní obálka a vektor $\mathbf{k}$ nazýváme vlnovým vektorem. Aby byla splněna Helmholtzova rovnice (4), musí být velikost vlnového vektoru rovna vlnovému číslu k [1]. Protože se rovinná vlna šíří jedním směrem (obr. 1.1), můžeme nahradit vektor šíření $\mathbf{r}$ souřadnicí z .



Obr. 1.1: Rovinná vlna.

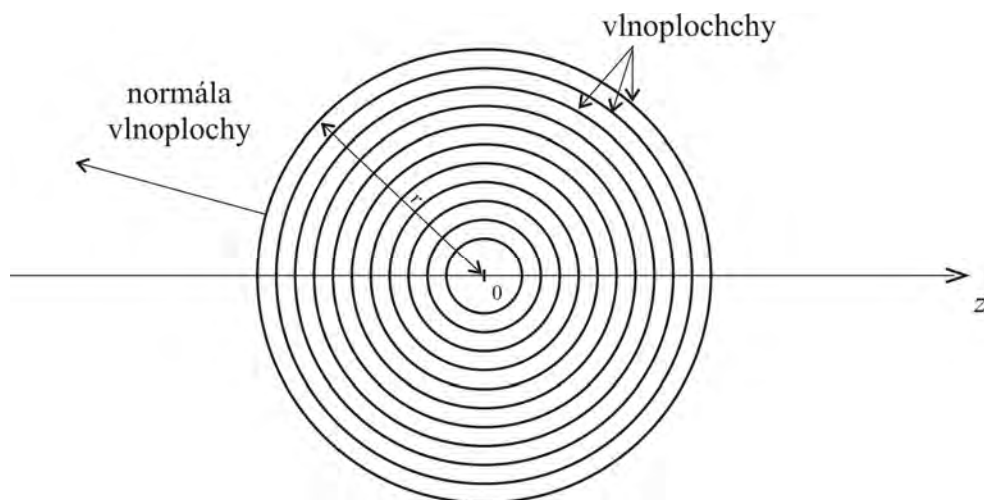
Z obr.1.1 je vidět, že rovinná vlna je tvořena vlnoplochami kolmými k vlnovému vektoru $\mathbf{k}$. Tyto roviny jsou od sebe vzdáleny o λ . Rovinná vlna má v ideálním případě všude v prostoru konstantní intenzitu $I(\mathbf{r})$, tudíž přenáší nekonečně velký výkon.

1.2 Sférická vlna

Jedním z dalších řešení Helmholtzovy rovnice (4) je sférická vlna (obr.1.2)

$$U(\mathbf{r}) = \frac{A}{r} \exp(-jkr), \quad (6)$$

kde je k vlnové číslo a r vzdálenost od počátku šíření. Intenzita $I(\mathbf{r})$ sférické vlny je nepřímo úměrná druhé mocnině vzdálenosti r [1].



Obr. 1.2: Sférická vlna.

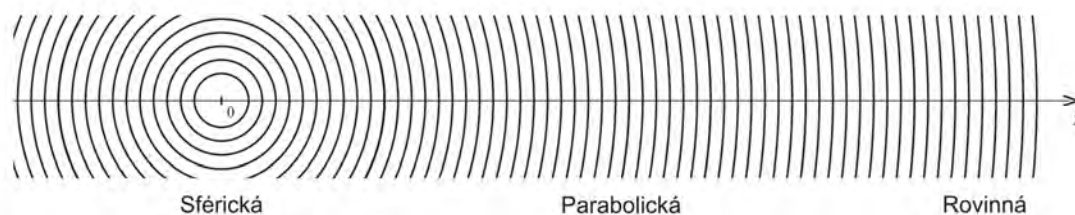
Ze sférické vlny lze odvodit paraboloidní vlnu za předpokladu, že vzdálenost z je mnohem větší než vzdálenosti x, y , kde vzdálenosti x, y, z jsou souřadnice prostoru.

1.3 Paraboloidní vlna

Pro získání rovnice pro paraboloidní vlnu budeme zkoumat sférickou vlnu v bodech x, y a z dostatečně blízkých ose z , ale vzdálených od počátku, takže $z \gg (x^2 + y^2)^{1/2}$. Použitím rozvoje Taylorovou řadou získáme pro r ve fázi $U(\mathbf{r})$ z (6) $r = z + (x^2 + y^2) / 2z$ a v amplitudě $r = z$ [1]. Dosazením do (6) dostáváme

$$U(\mathbf{r}) \approx \frac{A}{z} \exp(-jkz) \exp\left(-jk \frac{x^2 + y^2}{2z}\right). \quad (7)$$

Na obr.1.3 je vidět, že v bodech blízkých ose z a dostatečně vzdálených od počátku může být sférická vlna aproximována parabolickou vlnou. A pro velmi vzdálené body se sférická vlna blíží vlně rovinné.



Obr. 1.3: Přechod sférické vlny na rovinnou vlnu.

2 SVAZKOVÁ OPTIKA

Světelné záření se může šířit jako rovinná vlna nebo jako sférická vlna. Tyto dva typy vln představují opačný extrém úhlového a prostorového omezení. U rovinné vlny jsou normály vlnoploch rovnoběžné se směrem šíření vlny a nedochází u nich k úhlové divergenci (viz obr.1.1), kdežto u sférické vlny se vlnoplochy šíří všemi směry z jednoho bodu a svazek je divergentní (viz obr.1.2). Pokud normály vlnoploch svírají malý úhel s osou z nazýváme vlny paraxiálními. Jednou z těchto vln je Gaussův svazek.

2.1 Gaussovský svazek

Gaussovský svazek má kruhově symetrickou stopu - jeho intenzitní profil je určen Gaussovou funkcí. Šířka této funkce je minimální v místě maximálního zúžení svazku [1]. Blízko středu jsou vlnoplochy téměř rovinné, se vzdáleností od středu se postupně zakřivují, až se stávají téměř sférickými. Je to základní typ svazku, který je vyzářen ideálním laserem.

2.1.1 Komplexní amplituda

Komplexní amplituda Gaussovského svazku je základní parametr pro popis vlastností tohoto svazku.

Paraxiální vlna je rovinná vlna $\exp(-jkz)$, kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo, modulovaná komplexní obálkou $A(\mathbf{r})$ [1]. Platí tedy

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-jk \cdot z). \quad (8)$$

Aby byla splněna pro komplexní amplitudu Helmholtzova rovnice (4), musí být komplexní obálka $A(\mathbf{r})$ řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice. Řešením této rovnice je například paraboloidní vlna

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2z}\right), \quad \rho^2 = x^2 + y^2, \quad (9)$$

kde A_1 je konstanta. Pokud uvažujeme z mnohem větší než x a y , je paraboloidní vlna paraxiální aproximací sférické vlny viz (6).

Jednoduchou aproximací paraboloidní vlny lze získat Gaussovský svazek. Opět využijeme paraxiální Helmholtzovu rovnici. Komplexní obálka paraboloidní vlny je řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice a proto je jejím řešením také obálka posunutá o hodnotu ξ

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad q(z) = z - \xi, \quad (10)$$

kde ξ je konstanta. Mluvíme zde o paraboloidní vlně v bodě $z = \xi$ místo v $z = 0$. Pokud

je ζ komplexní, je stále řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice, avšak získává výrazně jiné vlastnosti. Pokud je ζ ryze imaginární, definujeme komplexní obálku Gaussovského svazku

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad q(z) = z + jz_0. \quad (11)$$

Parametr z_0 nazýváme Rayleighovou vzdáleností. Pro získání komplexní amplitudy musíme oddělit amplitudu a fázi komplexní obálky (11). Zapišeme funkci $1/q(z) = 1/(z+jz_0)$ pomocí její reálné a imaginární části, přičemž definujeme dvě nové reálné funkce $R(z)$ a $W(z)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}. \quad (12)$$

Funkce $R(z)$ popisuje poloměr křivosti vlnoplochy a $W(z)$ pološířku svazku. Dosazením (12) do (11) a využitím (6) dostáváme výslednou komplexní amplitudu $U(\mathbf{r})$ Gaussovského svazku

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right) \cdot \exp\left(-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right), \quad (13)$$

kde $A_0 = A_1 / jz_0$.

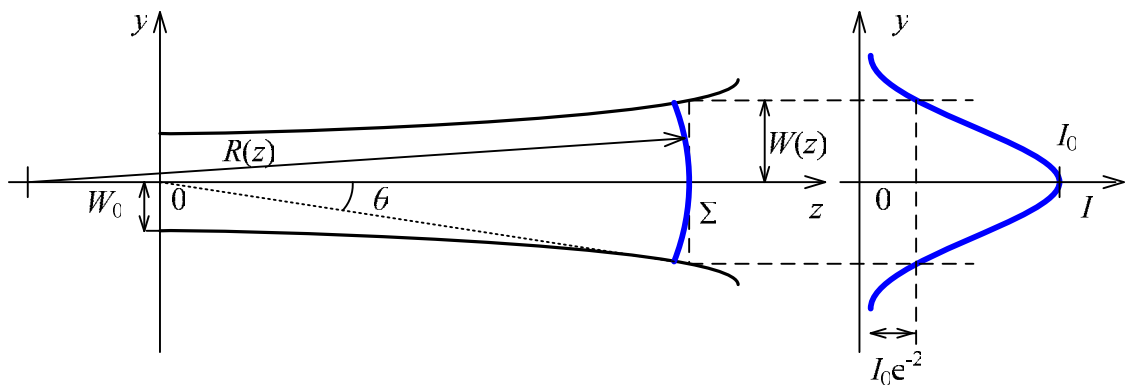
Parametry Gaussovského svazku (obr.2.1) [1]:

- Pološířka svazku:
$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left[\frac{z}{z_0}\right]^2}. \quad (14)$$

- Poloměr křivosti vlnoplochy:
$$R(z) = z \left(1 + \left[\frac{z_0}{z}\right]^2\right). \quad (15)$$

- Fázové zpoždění:
$$\zeta(z) = \arctg \frac{z}{z_0}. \quad (16)$$

- Poloměr maximálního zúžení svazku:
$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}. \quad (17)$$



Obr. 2.1: Profil Gaussova svazku [2] (Σ vlnoplocha, I_0 – intenzita záření na ose z , θ – úhel divergence).

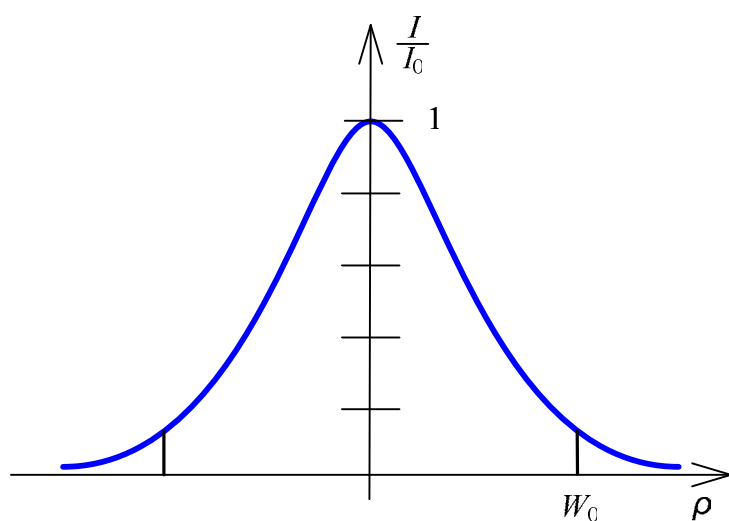
2.1.2 Vlastnosti Gaussovského svazku

2.1.2.1 Optická intenzita

Intenzita záření je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (18)$$

kde $I_0 = |A_0|^2$ [1]. V každé hodnotě z je intenzita Gaussovskou funkcí radiální vzdálenosti ρ [1]. Gaussova funkce nabývá největší hodnoty pro $\rho = 0$ a klesá se zvětšující se radiální vzdáleností ρ , což znázorňuje obr. 2.2. Pološířka svazku $W(z)$ s axiální vzdáleností z vzrůstá.

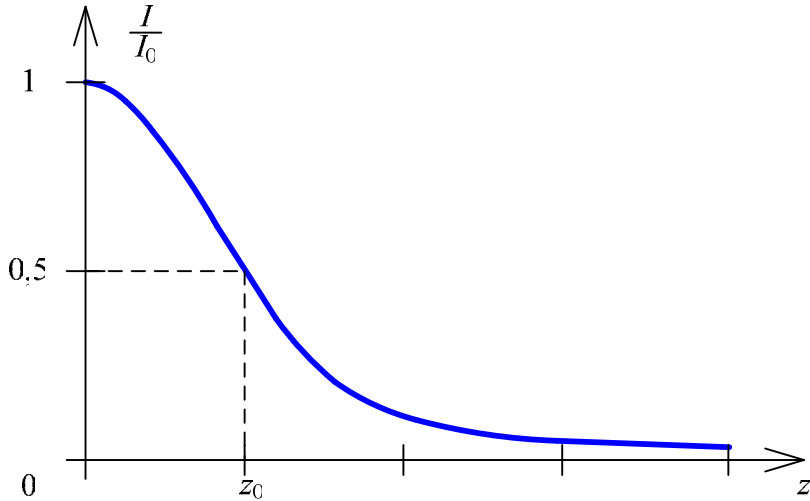


Obr. 2.2: Normovaná intenzita svazku v závislosti na ρ .

Na ose svazku $\rho = 0$ má intenzita

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}. \quad (19)$$

Pro $z = 0$ má intenzita svou maximální hodnotu I_0 a s rostoucím z spojitě klesá. Při hodnotě $z = z_0$ dosahuje poloviny maximální hodnoty I_0 (viz obr.2.3). Ve středu svazku, kde $z = 0$ a $\rho = 0$ je intenzita $I(0,0)$ absolutně největší.



Obr. 2.3: Normovaná intenzita svazku v závislosti na z .

2.1.2.2 Optický výkon

Velikost optického výkonu P , který přenáší svazek, je určena integrálem ze součinu intenzity záření a plochy příčného průřezu svazu [1]

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho \, d\rho. \quad (20)$$

Ze vztahu (20) dostaneme

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2), \quad (21)$$

z čeho vyplývá, že výkon není závislý na axiální vzdálenosti z . Z rovnice (21) je patrné, že výkon svazku je dán polovinou součinu maximální intenzity s plochou kruhu o poloměru rovnajícím se středovému poloměru optického svazku. Je vhodné zpětně vyjádřit I_0 jako funkci P , čili vztah (21) přepsat do tvaru

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right]. \quad (22)$$

Výkon obsažený uvnitř kruhu o poloměru $\rho = W(z)$ tvoří 86 % celkového výkonu.

Uvnitř kruhu o poloměru 1,5 $W(z)$ je obsaženo 99 % výkonu svazku.

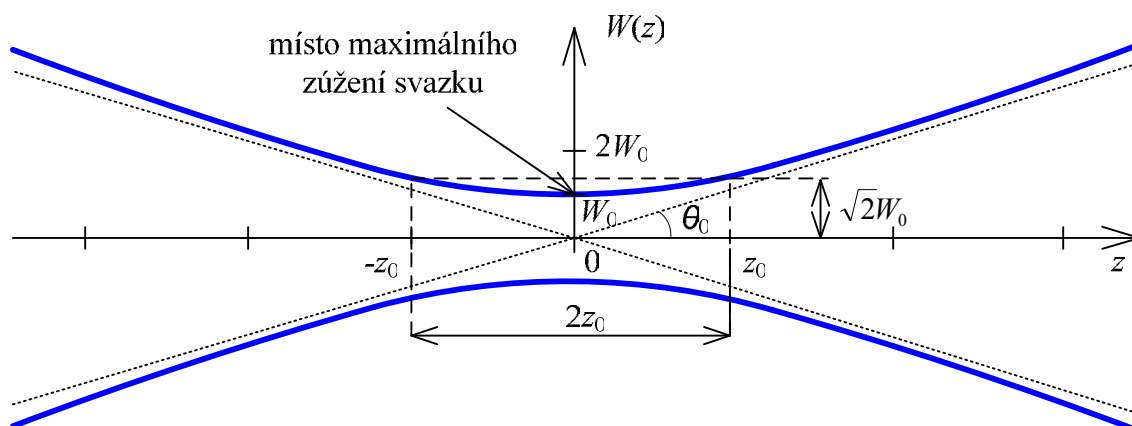
2.1.2.3 Pološířka svazku

V příčném řezu svazku dosahuje intenzita největší hodnoty na ose z a v radiální vzdálenosti $\rho = W(z)$ poklesne na $1/e^2 \sim 0,135$ nejvyšší hodnoty. Protože 86 % výkonu je přenášeno oblastí $W(z)$, nazýváme $W(z)$ jako pološířku (poloměr) svazku [1].

Závislost pološířky svazku $W(z)$ na z vyjadřuje rovnice (14). Jak je vidět na obr.2.4 v hodnotě $z = 0$ nabývá $W(z)$ minimální hodnoty W_0 . Toto místo nazýváme jako místo maximálního zúžení svazku. Poloměr svazku se vzrůstající hodnotou z narůstá, pro $z = z_0$ dosáhne hodnoty $\sqrt{2}W_0$ a pro dále rostoucím z monotónně roste. Pro $z \gg z_0$ dostaneme lineární rovnici

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z, \quad (23)$$

kde $\theta_0 = W_0/z_0$.



Obr. 2.4: Závislost pološířky svazku $W(z)$ na vzdálenosti z .

2.1.2.4 Divergence svazku

Ve větší vzdálenosti od středu svazku, kde $z \gg z_0$ se zvětšuje jeho poloměr téměř lineárně s rostoucím z a vytváří kužel s vrcholovým úhlem $2\theta_0$ [1]. 86 % celkového výkonu se šíří tímto kuželem. Divergence svazku je dána úhlem

$$\theta_0 = \frac{2\lambda}{\pi 2W_0}. \quad (24)$$

2.1.2.5 Ohnisková hloubka

Svazek je nejúžší v hodnotě $z = 0$, což je vidět na obr.2.4 [1]. V tomto místě má tedy nejlepší ohnisko. Svazek od ohniska postupně na obě strany narůstá. Vzdálenost, kde poloměr svazku W_0 dosáhne hodnoty $\sqrt{2}W_0$ je označována jako ohnisková hloubka nebo konfokální parametr (viz obr.2.4). Je zřejmé [1], že ohnisková hloubka je rovna dvojnásobku Rayleighovy vzdálenosti z_0

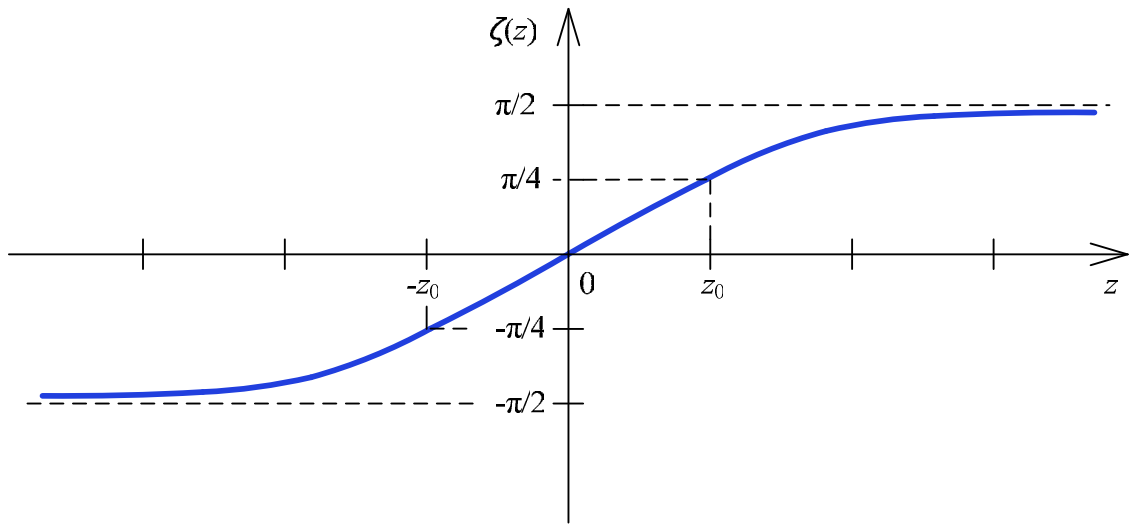
$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda}. \quad (25)$$

2.1.2.6 Fáze

Fáze Gaussovského svazku je popsána vztahem

$$\phi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}. \quad (26)$$

Na ose svazku, kde $\rho = 0$ obsahuje vztah (26) dva členy. Prvním je fáze rovinné vlny kz druhým je fázové zpoždění $\zeta(z)$. Na obr. 2.5 je vidět, že se $\zeta(z)$ mění v rozsahu od $-\pi/2$ do $\pi/2$. Celkové zpoždění podél osy svazku je tedy π .



Obr. 2.5: Fázové zpoždění $\zeta(z)$ podél osy Gaussovského svazku vztažené k rovinné vlně.

2.1.2.7 Vlnoplochy

Za zakřivení vlnoplochy je zodpovědný poslední člen ve vztahu (26) [1]. Reprezentuje odchylku fáze mimosových bodů vlnoplochy od fáze rovinné vlny tečné v ose svazku k této vlnoploše. Plochy konstantní fáze splňují rovnici

$$k\left(z + \frac{\rho^2}{2R(z)}\right) - \zeta(z) = 2\pi q. \quad (27)$$

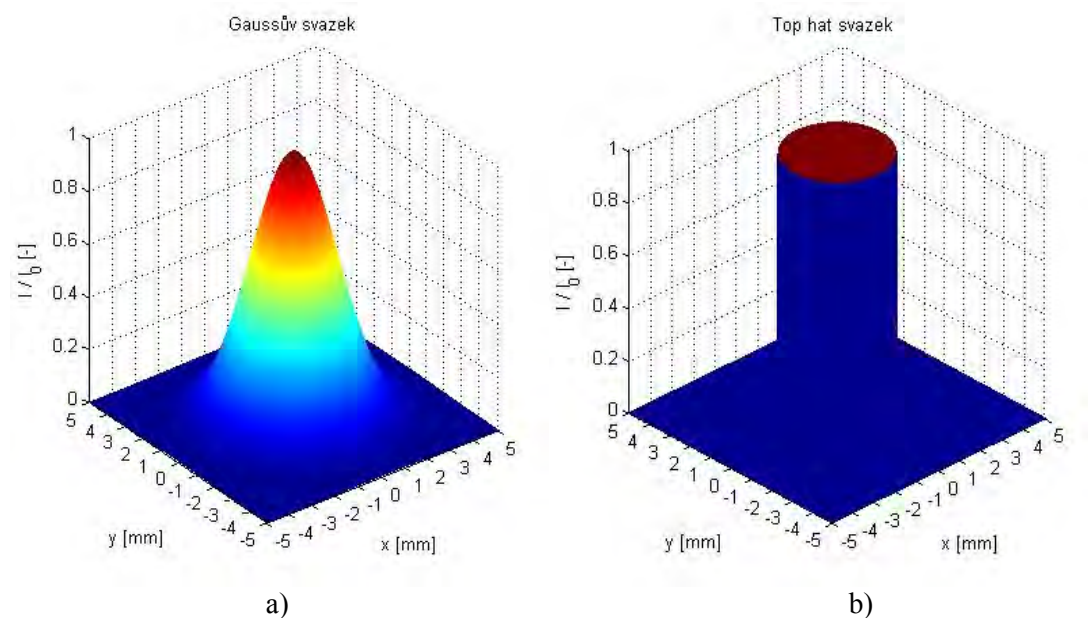
$\zeta(z)$ a $R(z)$ se mění pozvolna, a proto je můžeme považovat na každé vlnoploše za přibližně konstantní. Proto můžeme napsat

$$z + \frac{\rho^2}{2R} = q\lambda + \frac{\zeta\lambda}{2\pi}, \quad (28)$$

kde $R = R(z)$ a $\zeta = \zeta(z)$. Rovnice (28) je rovnice plochy paraboloidu o poloměru zakřivení R .

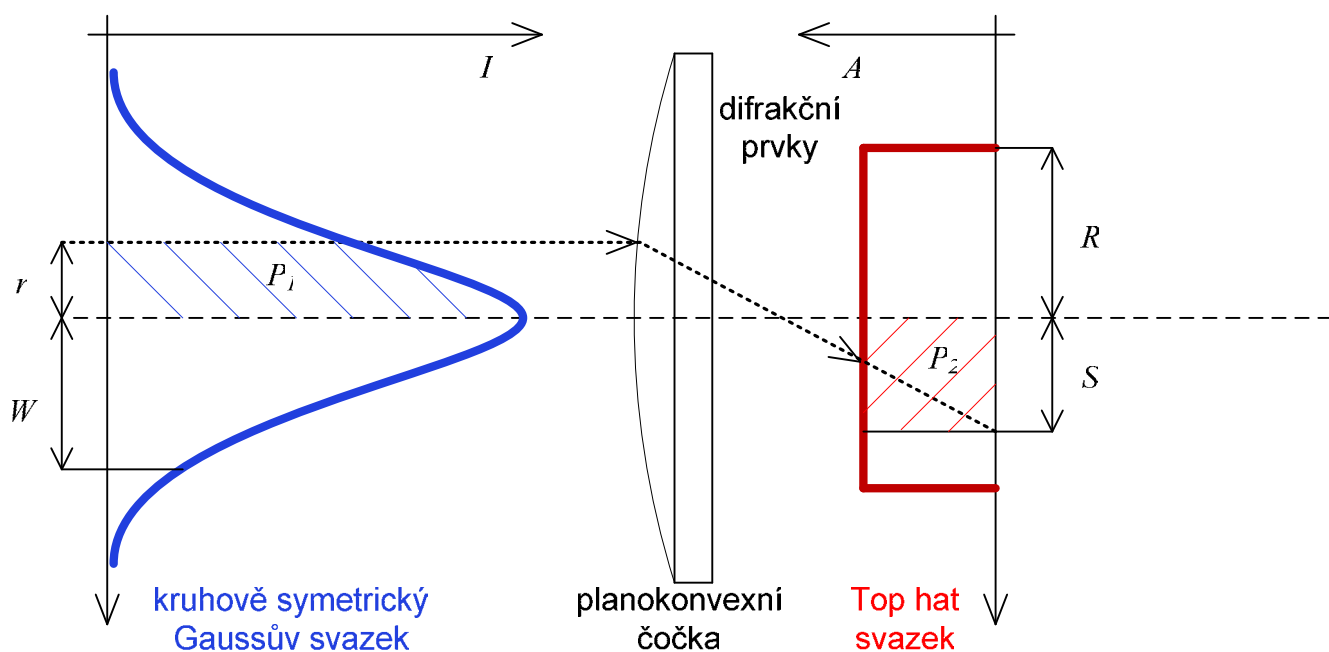
2.2 Top hat svazek

Dalším zajímavým optickým svazkem je takzvaný svazek Top hat. Tento svazek se vyznačuje téměř konstantním rozložením optické intenzity uvnitř kruhové stopy [3], [4]. Na obr. 2.6 je porovnání optické intenzity Gaussova svazku a Top hat svazku.



Obr. 2.6: Intenzitní profil a) Gaussov svazek, b) Top hat svazek

Jak je vidět na obr. 2.7, Top hat svazek se dá vytvořit z Gaussova svazku mnoha metodami tvarování. Na obr. 2.7 je například znázorněno tvarování pomocí plano- konvexní čočky a difrakčních prvků [3], [4].



Obr. 2.7: Transformace Gaussova svazku na Top hat svazek.

Pro popis Gaussova svazku jsou na obr. 2.7 důležité parametry:

I [W/ m²] - optická intenzita

W [m] - pološířka svazku

r [m] - poloměr části Gaussova svazku využitého pro transformaci,

a pro popis Top hat svazku:

R [m] - maximální šířka svazku

A [W/m²] - optická intenzita

S [m] - obecná šířka Top hat svazku.

Ukážeme si zde vztah mezi Gaussovým a Top hat svazkem. Uvažujeme, že výkon P_1 Gaussova svazku a výkon P_2 Top hat svazku jsou stejné [4], [5]. Výkon Gaussova svazku se spočítá

$$P_1 = \int_0^r I \cdot e^{\frac{-2r^2}{W^2}} 2\pi \cdot r \, dr \quad (29)$$

a výkon Top hat svazku je

$$P_2 = A \cdot \pi \cdot S^2. \quad (30)$$

Zavedeme substituci $U = -2r^2/W^2$ a dostaneme vztah $dU = -4r/W^2 \, dr$. Tento vztah upravíme na tvar $r dU = -W^2/4 \, dU$ a dosadíme do rovnice (29)

$$\begin{aligned} P_1 &= \int -I \cdot e^U 2\pi \frac{W^2}{4} \, dU = -\frac{I \cdot W^2 \pi}{2} e^U = \\ &= -\frac{I \cdot W^2 \pi}{2} \left[e^{\frac{-2r^2}{W^2}} \right]_0^x = \frac{I \cdot W^2 \pi}{2} \left[1 - e^{\frac{-2x^2}{W^2}} \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Dáme-li do rovnosti oba výkony $P_1 = P_2$ dostaneme vztah

$$\frac{I \cdot W^2 \pi}{2} \left[1 - e^{\frac{-2x^2}{W^2}} \right] = A \cdot \pi \cdot S^2 \quad (32)$$

a z toho vztah pro obecnou šířku Top hat svazku

$$S^2 = \frac{I \cdot W^2}{2A} \left[1 - e^{\frac{-2x^2}{W^2}} \right]. \quad (33)$$

Pokud vezmeme v úvahu celkový výkon Gaussova svazku P_{celk} , získáme vztah

$$P_{\text{celk}} = \frac{I \cdot W^2 \cdot \pi}{2} \left[1 - e^{\frac{-2r^2}{W^2}} \right]_0^\infty = \frac{I \cdot W^2 \cdot \pi}{2}. \quad (34)$$

Maximální šířku Top hat svazku získáme porovnáním celkového výkonu Gaussova svazku s celkovým výkonem Top hat svazku

$$\frac{I \cdot W^2 \cdot \pi}{2} = A \cdot \pi \cdot R^2 \quad (35)$$

a z toho

$$R^2 = \frac{I \cdot W^2}{2A}. \quad (36)$$

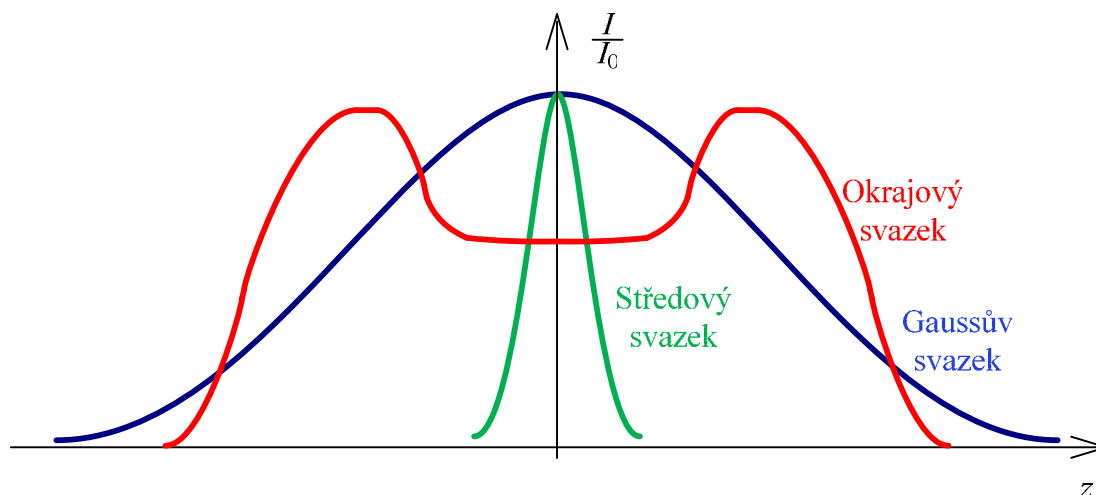
Obecnou šířku Top hat svazku můžeme stanovit na základě znalosti šířky Top hat svazku a velikosti Gaussova svazku dosazením (36) do (33).

$$S^2 = R^2 \left[1 - e^{\frac{-2x^2}{W^2}} \right]. \quad (37)$$

Kvalita Top hat svazku nebude nikdy ideální. Bude záviset na kvalitě tvarovací optiky.

2.3 Okrajový a středový svazek

Okrajový optický svazek je svazkem, který svojí optickou intenzitu a optický výkon soustřeďuje na okraji optické vlny v prstenci okolo osy svazku (viz obr. 2.8).



Obr. 2.8: Ilustrativní obrázek rozložení optické intenzity okrajového, středového a Gaussovského svazku.

Okrajové svazky se uplatní při, jinak nežádoucí, takzvané otvorové vadě čočky [4] (popsané v kapitole 3.2). Tato vada se projevuje při dopadu širokého optického svazku na čočku. Paprsky dopadající na okraje čočky se protínají v jiném ohnisku než paprsky dopadající blíže středu čočky. Aby byl zajištěn přenos co největšího optického výkonu, je vhodné v některých případech volit právě okrajový svazek, který nám zajistí to, že se paprsky dopadající na čočku protnou v jediném ohnisku.

Středový svazek (viz obr. 2.8) je naopak svazek, který svůj výkon soustřeďí do středu čočky. Tímto typem svazku lze také eliminovat sférickou aberaci.

2.4 Hermiteovské - Gaussovské svazky

Paraxiální Helmholtzova rovnice může mít více řešení než jen Gaussovský svazek [1]. U některých řešení paraxiální Helmholtzovy nemusí být Gaussovské rozložení intenzity optického záření. Zvláště zajímavá jsou řešení s paraboloidními vlnoplochy Gaussovského svazku vykazující jiné rozložení optické intenzity. Významnou vlastností svazků s paraboloidními vlnoplochy je, že dostatečně daleko koincidují tyto vlnoplochy s povrchem sférického zrcadla o velkém poloměru křivosti. To znamená, že se mohou beze změny svého tvaru odrážet od dvou sférických zrcadel tvořících rezonátor.

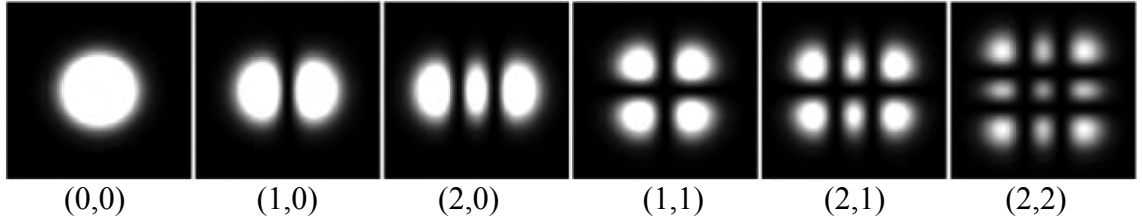
Odvozením z komplexní obálky Gaussovského svazku (11) podle [1], kterým se zde nebudeme podrobně zabývat, dostaneme vztah pro komplexní amplitudu Hermiteovského – Gaussovského svazku

$$U_{l,m}(x, y, z) = A_{l,m} \left(\frac{W_0}{W(z)} \right) G_l \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) G_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \right) \times \exp \left(-jkz - jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + j(l+m+1)\zeta(z) \right), \quad (38)$$

kde

$$G_l(u) = H_l(u) \exp \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right)^2 \right), \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (39)$$

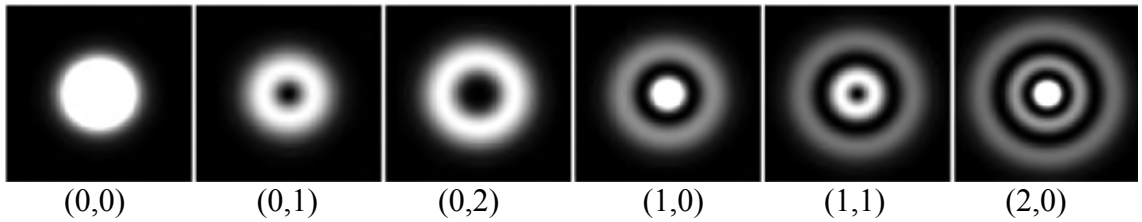
je takzvaná Hermiteova – Gaussova funkce řádu l a $A_{l,m}$ je konstanta. $H_l(u)$ je takzvaný Hermiteův polinom [1]. Protože $H_0(u) = 1$, Hermiteova Gaussova funkce řádu 0 je rovna Gaussově funkci. Optická vlna s komplexní amplitudou danou vztahem (38) je Hermiteovský – Gaussovský svazek řádu (l, m) , kde svazek řádu $(0, 0)$ je čistě Gaussovský. Na obr. 2.10 jsou znázorněné stopy svazů pro řády (l, m) Hermitovské Gaussovské funkce.



Obr. 2.9: Hermiteovské - Gaussovské svazky řádu (l, m) – (převzato z [16]).

2.5 Laguerreovské – Gaussovské svazky

Přepsáním paraxiálních Helmholtzových rovnic z kartézských souřadnic (x, y, z) do válcové souřadnice (ρ, ϕ, z) získáme jejím řešením jiný úplný systém řešení označovaný jako Laguerreovské – Gaussovské svazky [1]. Tvar Laguerreovského – Gaussovského optického svazku v závislosti na řádu Laguerreova polynomu (l, m) je ukázán na obr. 2.10.

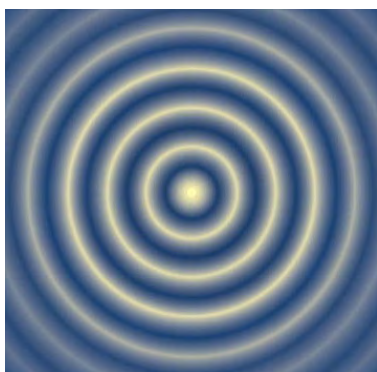


Obr. 2.10: Laguerreovské - Gaussovské svazky řádu (l, m) – (převzato z [16]).

2.6 Besselovský svazek

Besselovský svazek je tvořený rovinnými vlnoplochami s nehomogenním rozložením optické intenzity v příčné rovině [1]. Normály k vlnoplochám jsou rovnoběžné s osou. Rozložení intenzity je kruhově symetrické a nezávislé na ose z . Při porovnání příčného rozložení intenzity mezi Gaussovským svazkem a Besselovským svazkem, jsou znatelné rozdíly ve větších vzdálenostech od osy. Intenzita Gaussovského svazku klesá exponenciálně naproti tomu u Besselovského svazku má intenzita oscilující charakter s pomalu se zmenšující amplitudou. Divergence Besselovského svazku je oproti Gaussovskému svazku nulová. Nevýhodou Besselovských svazků je náročný postup při generování svazku. Besselovské svazky se dají generovat pomocí optického prvku zvaného axicon. Na obr. 2.11 je znázorněn příklad optické stopy Besselovského svazku.

Pro bezkabelové optické komunikace není Besselovský svazek moc výhodný. Umožňuje přenos pouze na vzdálenost menší než přibližně 500 m.



Obr. 2.11: Ilustrační obrázek stopy Besselovského svazku (převzato z [16]).

3 OPTICKÉ PRVKY

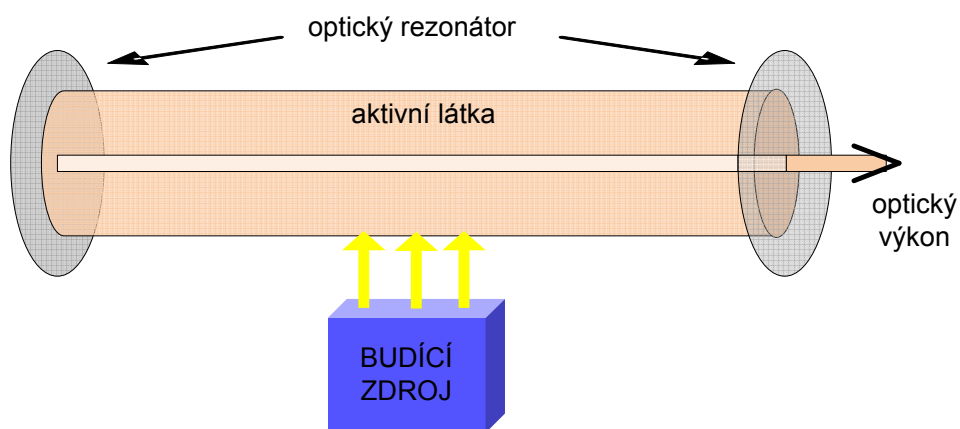
Tato kapitola je věnována základním optickým prvkům, které budou používány pro tvarování optického svazku. V kapitole 3.1 budou popsány zdroje optického záření pro optické komunikace, jejich rozdělení a základní vlastnosti. Kapitola 3.2 se bude zabývat stručným popisem čoček. Další optické prvky budou popsány přímo u metod tvarování optických svazků, ve kterých budou využívány (lenslet array – kapitola 4.3, difrakční difuzér - kapitola 4.4).

3.1 Zdroje optického záření pro optické komunikace

V optických spojkách se pro generování optického záření využívají hlavně lasery. Je možné také využití levnějšího zdroje záření - takzvané LED (Light Emitting Diode), ale tyto zdroje záření nabízejí menší šířku pásma a jejich generované infračervené vlny dosahují pouze kratších vzdáleností s přijatelnou chybovostí. LED se využívají spíše pro optické vláknové komunikace.

Pro bezkabelové optické spoje se využívají lasery a laserové diody (LD). Slovo laser vychází z anglického názvu Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation což lze přeložit jako zesilování světla stimulovanou emisí záření [14]. Laser lze definovat jako kvantový generátor a zesilovač koherentního optického záření s extrémní monochromatickostí, nízkou rozbíhavostí (divergencí) svazku a vysokou hustotou přenášeného výkonu [14].

Laser je tvořen třemi základními částmi. První částí je zdroj budící energie, který může být v podobě proudu elektronů, chemické reakce, výbojky nebo jiného laseru. Další částí je aktivní prostředí, ve které probíhá zesilování záření. Tato část může být tvořena pevnou látkou s příměsí, kapalinou, plynem nebo směsí plynů. Poslední částí je optický rezonátor tvořený dvojicí zrcadel. V laserech se využívá principu stimulované emise. To je proces, kdy dochází k vyzáření fotonů excitovanými kvantovými systémy vyvolanými interakcí s fotony vnějšího záření [14]. Princip funkce laseru je patrný na obr.3.1.



Obr. 3.1: Princip činnosti laseru.

Budícím zdrojem je dodávána energie zajišťující v aktivní látce dostatek kvantových soustav v excitovaném stavu [14]. V případě, že dojde náhodnou spontánní emisí k přechodu některé kvantové soustavy aktivního prostředí na nižší hladinu, bude uvolněné kvantum stimulovat i další kvantové soustavy k přechodu na spodní energetickou hladinu. Pokud bude v aktivní oblasti dostatek kvantových soustav v excitovaném stavu, dojde k řetězovému zesílení optického záření. Tímto se stane spontánní emise zanedbatelnou vzhledem k emisi stimulované a generované záření nabude jednotné povahy, koherentní a monochromatické. Pro zajištění směrovosti laserového optického svazku se formuje aktivní prostředí do dlouhého válce do optického rezonátoru. Rezonátor je tvořen dvojicí zrcadel, které zajišťují kladnou zpětnou vazbu - několikanásobný průchod vln aktivní oblastí. Zrcadla bývají kruhového tvaru a pro zmenšení difrakčních ztrát se v praxi používají místo rovinných zrcadel spíše sférická. Jedno zrcadlo je s vysokou odrazivostí a pro vyvedení zesíleného optického svazku z rezonátoru je druhé zrcadlo částečně propustné. Rozměry laseru značně převyšují vlnovou délku.

Lasery se podle druhu aktivního prostředí dělí na:

- Pevnolátkové
- Kapalinové
- Plynové
- Polovodičové

U pevnolátkových laserů se aktivní prostředí nachází v pevném stavu. Podle [14] by se do této skupiny mohly zařadit i polovodičové lasery. Ale v užším slova smyslu jsou do této skupiny řazeny opticky čerpané pevnolátkové iontové lasery jejichž aktivní prostředí tvoří krystalické nebo amorfní izolanty dopované vhodnou příměsí iontů. Asi nejznámějším představitelem rubínový laser. Pevnolátkové lasery jsou velmi flexibilní. Mohou generovat záření vlnových délek od viditelné oblasti až po infračervenou oblast. Výhodou těchto laserů je stabilita a malé nároky na údržbu.

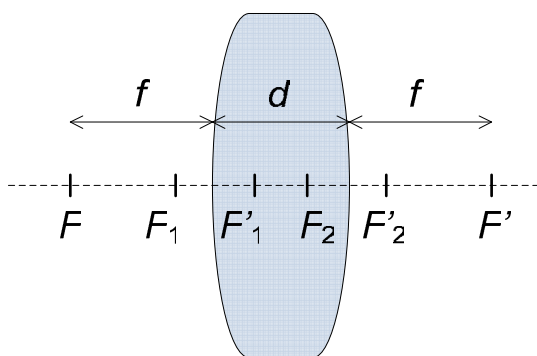
Aktivním prostředím se u kapalinových laserů používá nejčastěji opticky buzená organická barviva [14]. Tyto lasery umožňují plynulé přeladování vlnových délek od 300 nm do 1500 nm. Jako typický představitel je rhodamonový laser generující pulzní záření od zelené až po červenou oblast. Nevýhodou těchto laseru je toxicita a malá životnost aktivního prostředí.

V plynových laserech je aktivním prostředím atomy (He – Ne laser), ionty (Ar laser), molekuly (CO₂ laser) nebo jejich směsi v plynné fázi [14]. Plynové lasery pracují většinou v kontinuálním režimu. Jako buzení se používají mnohé fyzikální a fyzikálně chemické procesy. Nejčastěji je využíváno buzení pomocí elektrického výboje v zředěném plynu. Největší výhodou plynových laserů je jejich vysoká účinnost, homogenita laserového svazku a velmi malá rozbíhavost svazku. Mezi jejich nevýhody patří malý výkon získatelný z jednoho objemu aktivního prostředí.

Asi nejrozšířenějšími lasery jsou dnes polovodičové lasery (LD). U těchto laseru nedochází k přechodu elektronů mezi diskrétními hladinami, ale využívá se elektronového přechodu mezi vodivostním a valenčním pásem polovodiče [14]. Tyto lasery se vyznačují malými rozměry, které mají však za následek větší divergenci výstupního svazku. Další nevýhodou je jejich velká citlivost na změnu teploty. Polovodičové lasery dosahují velké účinnosti, mohou pracovat v kontinuálním i pulzním režimu a dosahují relativně velkých výstupních výkonů.

3.2 Optické čočky

Optické čočky jsou skleněné (plastové) útvary, které se skládají alespoň z jedné kulové plochy. Ve zvláštních případech jsou také čočky jiných tvarů. Paprsek dopadající na čočku se láme podle Snellova zákona a část paprsku se také odráží zpět [17]. Na obr. 3.2 je znázorněná čočka s předměťovým a obrazovým ohniskem F_1, F_1' a poloměrem křivosti R_1 první lámavé plochy. Body F_2, F_2' jsou předmětové a obrazové ohnisko druhé lámavé plochy s poloměrem křivosti R_2 .



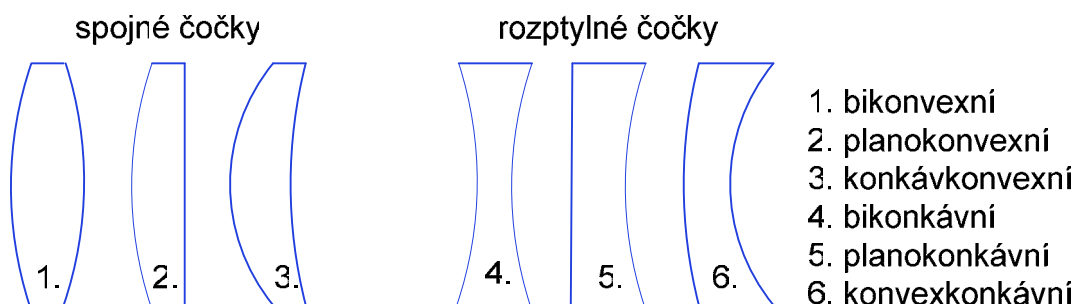
Obr. 3.2: Ilustrativní obrázek optické čočky.

Pokud je tloušťka čočky d mnohem menší, než poloměry křivosti jedná se o čočku tenkou. V opačném případě je čočka nazývána tlustou. Pro tenkou čočku platí vztah pro ohniskovou vzdálenost

$$f = -\frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_2 - R_1)}, \quad (40)$$

kde n je index lomu čočky (viz [17]). Tato rovnice se také nazývá jako zobrazovací rovnice tenké čočky.

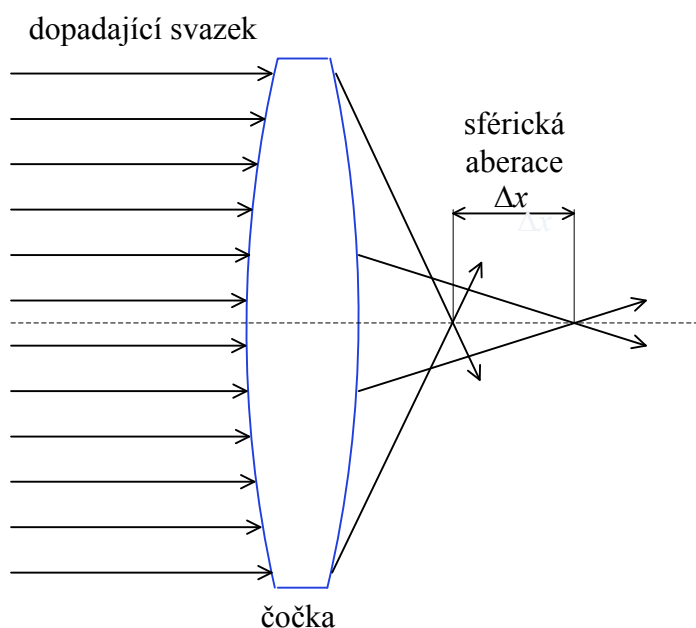
Čočky se dělí na dva základní druhy: spojné a rozptylné. Spojné čočky mění svazek na sbíhavý (paprsky se po průchodu protínají v ohnisku f), oproti tomu rozptylné mění svazek na rozbíhavý. Další dělení spojných a rozbíhavých čoček je znázorněno na obr. 3.3.



Obr. 3.3: Rozdělení spojných a rozptylných čoček.

Dále existují speciální tvary čoček například cylindrická, multifokální, Fresnelova, asférická.

U čoček se vyskytují různé vady při zobrazení předmětů například barevná vada, astigmatická vada, koma, zkreslení obrazu, zklenuti (vady jsou popsány v [17]). Jednou z častých vad čoček se projevuje při dopadu širokého optického svazků, kdy se paraxiální paprsky po průchodu spojnou čočkou setkávají v jiném bodě než okrajové paprsky (viz obr. 3.4). Tato vada se nazývá sférická nebo také otvorová vada.



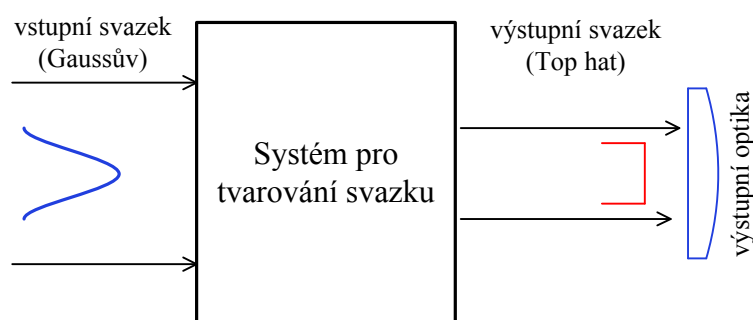
Obr. 3.4: Sférická vada optické čočky.

Vzdálenost mezi ohnisky paraxiálních a okrajových paprsků se označuje jako sférická aberace - Δx .

4 TVAROVÁNÍ LASEROVÉHO SVAZKU

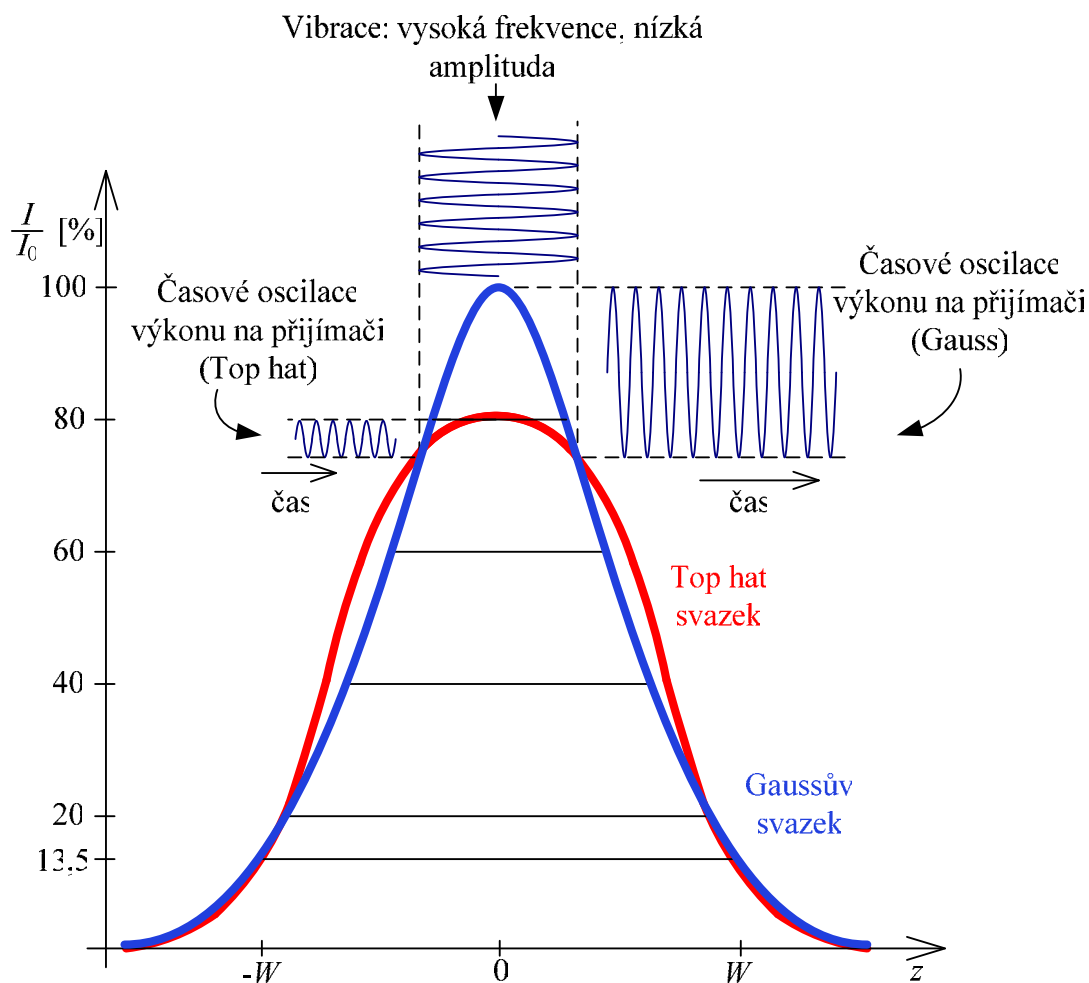
Tvarování laserového svazku se využívá v řadě oblastí vědy a techniky. Velké využití našlo tvarování laserového svazku například v litografii, mikroskopii či při realizaci takzvané optické pinzety [19]. Tato práce se zabývá tvarování laserového svazku pro využití v optických komunikacích pomocí bezkabelového optického spoje.

Tvarování laserového svazku je proces, při kterém se optická intenzita a fáze vstupního optického svazku, generovaná určitým laserem, přetransformují pomocí optického systému do požadovaného tvaru svazku na výstupní rovinu. Tento děj je schématicky nakreslen na obr. 4.1.



Obr. 4.1: Teorie tvarování laserového svazku.

Význam tohoto tvarování je snaha omezení vibrací a pohybu (fluktuací) vysílacích hlavic optického bezkabelového spoje, které jsou montovány na střechách budov. Princip omezení těchto fluktuací je patrný z obr. 4.2 [6]. Z tohoto obrázku je vidět, že u svazku s plochým čelem intenzitního profilu svazku (takzvaný Top hat svazek) je vliv fluktuací optického výkonu mnohem menší než u svazku se špičatějším čelem svazku (Gaussův svazek).



Obr. 4.2: Srovnání vlivu fluktuací pro Top hat a Gaussův svazek [6].

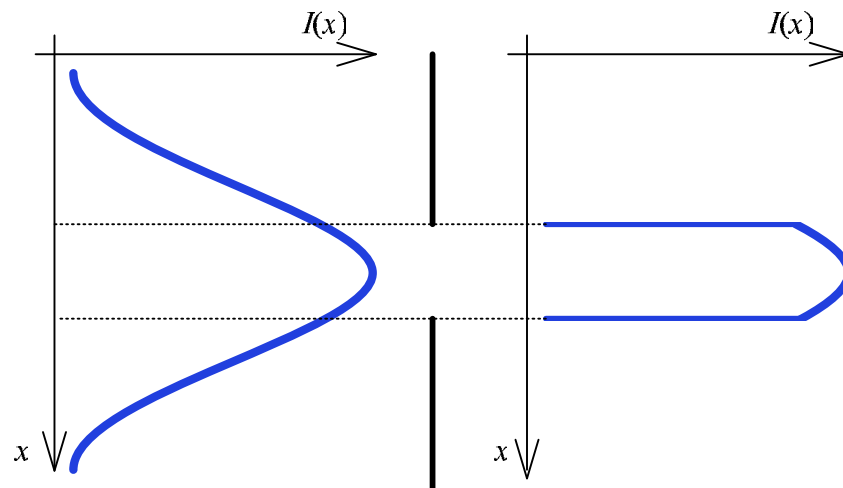
Tvarovaný optický svazek má soustředěn výkon do malé šířky svazku. Z tohoto důvodu se na výstup z vysílací hlavičky zařazuje optika, která nám svazek rozšiřuje. To je potřebné k omezení vlivu atmosférických turbulencí.

Dalším používaným svazkem je takzvaný středový a okrajový svazek. Tyto typy svazků, jak bylo krátce diskutováno v kapitole 2.3, využívají jinak nežádoucí sférickou vadu čočky, která způsobuje sférickou aberaci svazku.

V následujícím textu budou diskutovány některé způsoby tvarování laserového svazku na Top hat svazek. Některé z těchto metod jsou považovány za téměř bezztrátové, což znamená, že nedojde ke ztrátě optického výkonu a jiné metody jsou naopak ztrátové.

4.1 Průchod svazku aperturou

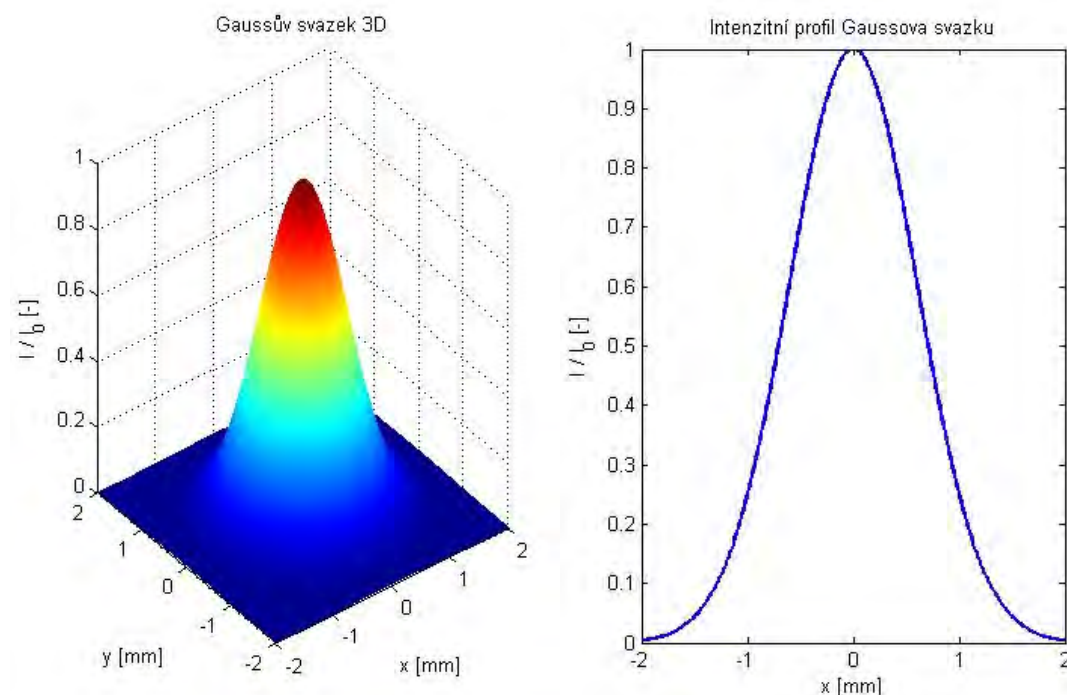
Tato metoda využívá průchodu optického svazku skrz určitou aperturu (otvor) [9]. Propouštění části svazku aperturou je asi nejjednodušší metodou tvarování laserového svazku. Princip metody je nakreslen na obr. 4.3.



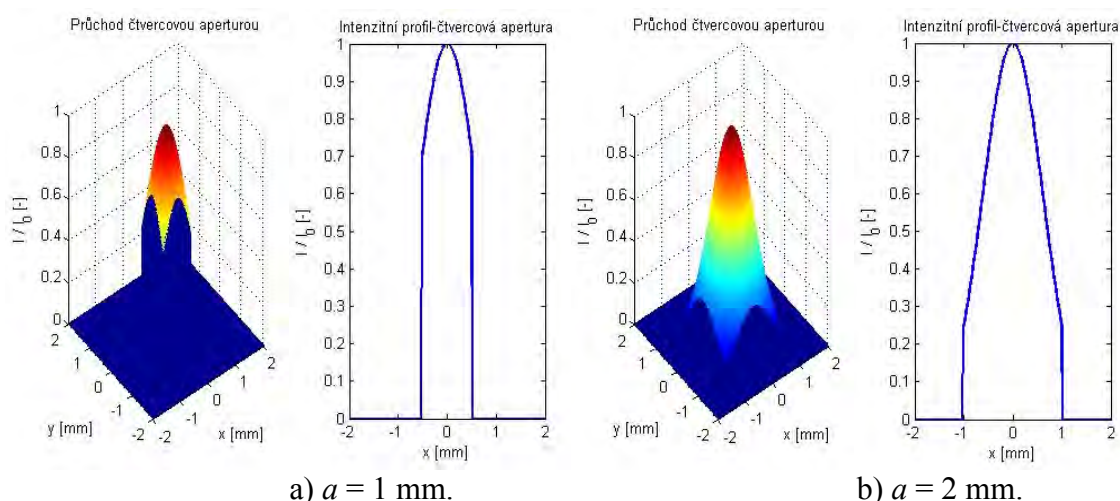
Obr. 4.3: Průchod optického svazku aperturou.

Jak je vidět z obr. 4.3 aperturou prochází jen část svazku, která je závislá na velikosti a tvaru apertury. Z toho vyplývá nevýhoda této metody, kde je patrné, že v závislosti na velikosti apertury bude také úbytek optického výkonu. Pro vytvoření co nejlepšího Top hat svazku je zapotřebí z Gaussova svazku nechat projít aperturou jen úzký středový svazek. To má však za následek velký úbytek optického výkonu. Na obr. 4.3 je znázorněn ideální případ. Reálný svazek bude ovlivněn difrakcí optického svazku, která vznikne průchodem aperturou.

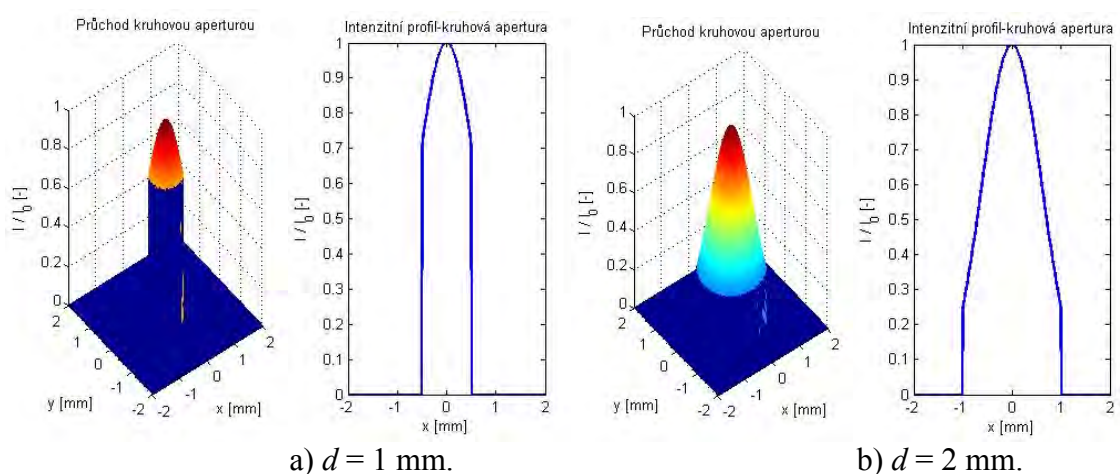
Na obr. 4.4 je zobrazen Gaussův svazek s pološířkou $W = 1,25$ mm. Na následujících obrázcích (obr 4.5 a obr. 4.6) je znázorněn průchod svazku čtvercovou a kruhovou aperturou.



Obr. 4.4: Intenzitní profil Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm.



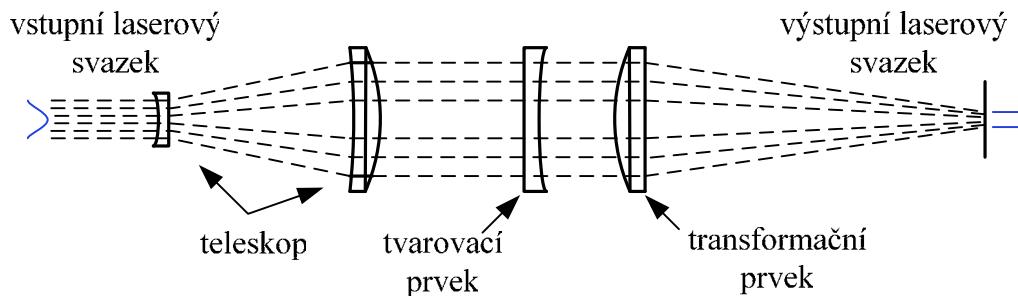
Obr. 4.5: Průchod Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm čtvercovou aperturou o velikosti strany čtverce a .



Obr. 4.6: Průchod Gaussova svazku o pološířce svazku $W = 1,25$ mm kruhovou aperturou o průměru d .

4.2 Field mapping

Principem této metody je transformace vstupního Gaussova svazku pomocí optického prvku (nebo soustavy optických prvků) na svazek s rovnoměrným rozložením optické intenzity – Top hat svazek [9]. Tato metoda je vhodná pro tvarování jednomodového Gaussova svazku. Na obr. 4.7 je znázorněn tento systém pro transformaci Gaussova svazku do svazku Top hat.



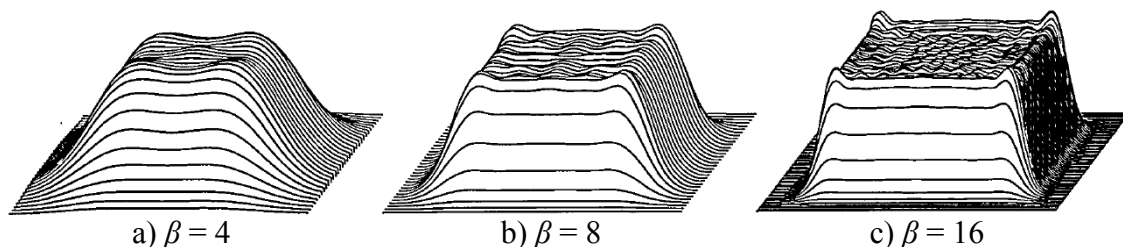
Obr. 4.7: Princip tvarování svazku pomocí Field mapping [9].

Tvarovací soustava se skládá z takzvaného teleskopu, který vstupní Gaussův svazek rozšíří. Jako teleskop může být použita planokonkávní čočka nebo soustava čoček. Další částí je tvarovací prvek (fázová funkce svazku) a Fourierův transformační prvek (zaostřující čočka) [9]. Vzdálenost mezi tvarovacím prvkem (čočkou) a transformačním prvkem není rozhodující [10] a proto je lze spojit do jednoho optického prvku.

Field mapping systém je považován za bezztrátový. Záleží však na kvalitě tvarovacích čoček. Kvalita transformovaného Top hat svazku popisuje parametr β , který souvisí s principem neurčitosti. Pro uvedenou soustavu z obr. 4.7 lze tento parametr vyjádřit

$$\beta = \frac{2\sqrt{2\pi} \cdot W_0 \cdot y_0}{f \cdot \lambda}, \quad (41)$$

kde W_0 je pološířka vstupního Gaussova svazku, y_0 je pološířka transformovaného výstupního svazku, f je ohnisková vzdálenost zaostřující čočky a λ je vlnová délka svazku [10]. Ze vztahu (41) je zřejmé, že na parametr β nemá vliv konfigurace tvarovací soustavy. Na obr. 4.8 je znázorněn vliv parametru β kvalitu výstupního tvarovaného optického svazku čtvercového průřezu. Z obrázku vidíme, že Top hat svazek s parametrem $\beta = 16$ je již celkem kvalitní. V literatuře [10] se udává, že transformované svazky s β větší než 32 jsou již téměř ideální Top hat, kde se již téměř neprojevuje difrakce výstupního svazku.



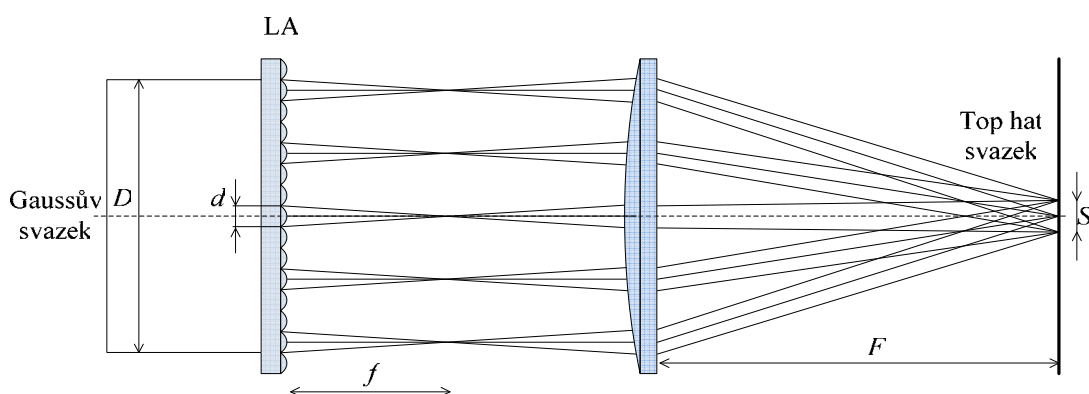
Obr. 4.8: Vliv parametru β na transformovaný svazek čtvercového průřezu (převzato z [9]).

Konfigurace prvků tvarovací soustavy z obr. 4.7 je velmi obecná. Pomocí metody pevné fáze, která je popsána v [10] lze navrhnout řešení pro jiný tvar svazku. Fázový prvek může být také navrhnout více způsoby – pomocí genetického algoritmu nebo Gerchberg-Saxton algoritmu.

4.3 Svazkový integrátor

Svazkový integrátor (Beam integrators) je systém složený z jednoho nebo více difrakčních prvků - lenslet array (LA), které rozkládají vstupní optický svazek na více jednotlivých svazků (beamlets) a zaostřovací čočky, která jednotlivé svazky, vycházející z difrakčního prvku, soustředí do jednoho svazku s rovnoměrným rozložením optické intenzity na výstupní rovinu [9]. Lenslet array se skládá z pole mikročoček, jejichž funkcí je rozdělení procházejícího svazku na jednotlivé menší optické svazky. Tato metoda tvarování svazku je vhodná především pro optické svazky multimodových laseru s relativně nízkým stupněm prostorové koherence. Tato metoda je považována jako bezeztrátová. Svazkové integrátory lze dělit na dva druhy – difrakční (obr. 4.9) a zobrazovací (obr. 4.10).

Difrakční svazkový integrátor se skládá jen z jednoho difrakčního prvku a jedné čočky (obr. 4.9).



Obr. 4.9: Difrakční svazkový integrátor [9].

Intenzita záření výstupního svazku je dána součtem jednotlivých difragovaných svazků z lenslet array. Pro tento typ inegratoru můžeme podle [9] vyjádřit parametr β , diskutovaný již v kapitole 4.2, jako

$$\beta = \frac{\pi \cdot d \cdot S}{F \cdot \lambda}, \quad (42)$$

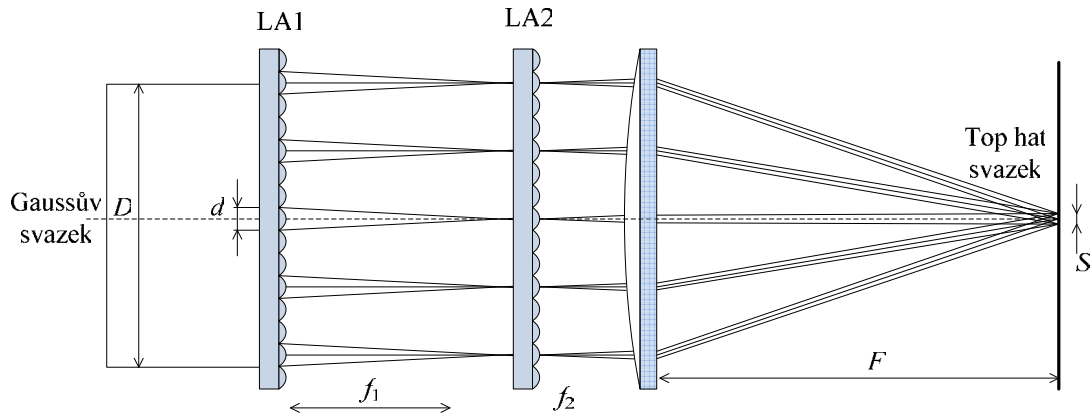
kde d je rozteč jednotlivých mikročoček lenslet array, S představuje šířku výsledného Top hat svazku, F je ohnisková vzdálenost čočky a λ je vlnová délka (viz obr. 4.9).

Výsledná šířka Top hat svaku je vyjádřena vztahem

$$S = \frac{F \cdot d}{f}, \quad (43)$$

kde f je ohnisková vzdálenost jednotlivých mikročoček lenslet array.

Druhým typem svazkového integrátoru je zmiňovaný zobrazovací integrátor (viz obr. 4.10).



Obr. 4.10: Zobrazovací svazkový integrátor [9].

Tento typ integrátoru je zvláště vhodný pro prostorově nekoherentní svazky [10]. První lenslet array směřuje vstupní Gaussův svazek na druhý lenslet array, který leží v ohniskách mikročoček prvního lenslet array. Druhý lenslet array spolu se zaostřovací čočkou transformuje výsledný Top hat svazek na výstupní rovinu. Šířka Top hat svazku je podle [10] rovna

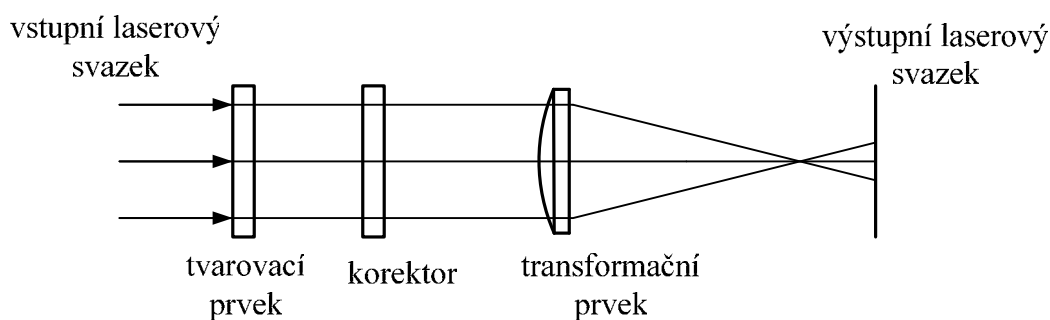
$$S = \frac{F \cdot d}{f_1 \cdot f_2} \cdot (f_1 + f_2 - a_{12}), \text{ za předpokladu } f_1 < a_{12} < f_1 + f_2, \quad (44)$$

kde F je ohnisková vzdálenost čočky, d je rozteč jednotlivých mikročoček lenslet array, f_1, f_2 jsou ohniskové vzdálenosti mikročoček prvního a druhého lenslet array a a_{12} je vzdálenost mezi prvním a druhým lenslet array.

Tato metoda zmírňuje difrakční účinky integrátoru. Zobrazovací integrátory jsou z důvodu požadavku druhého lenslet array složitější. Z tohoto důvodu se volí v praxi spíše difrakční svazkový integrátor.

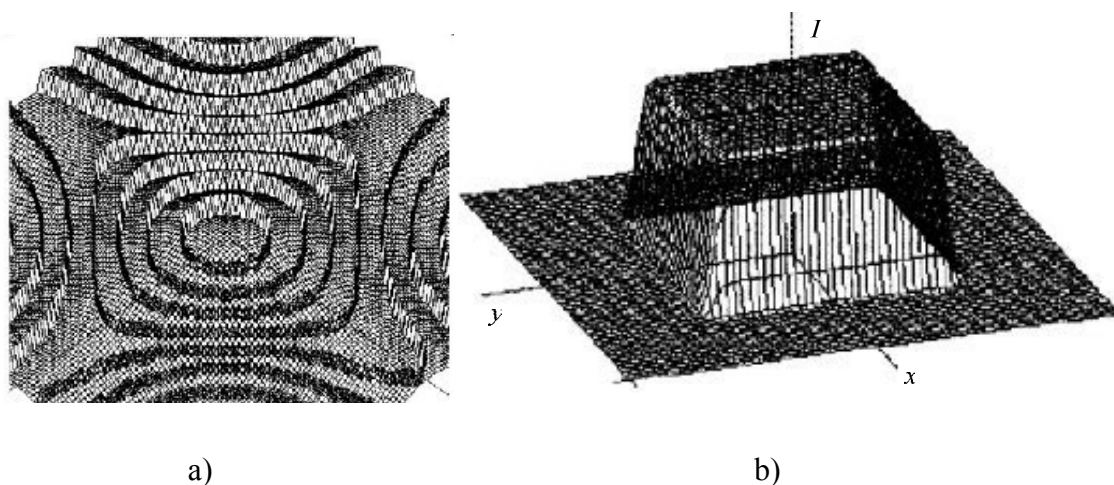
4.4 Difrakční difusér

Difrakční (ohybové) difuséry, nazývané také jako „difuséry tvarování svazku“, jsou v podstatě field mappers [9]. Na obr. 4.11 vidíme systém pro tvarování Gaussova svazku na svazek Top hat, kde je použitý jako tvarovací prvek difrakční difusér. Korektor slouží pro korekci fáze svazku a transformační prvek zaostřuje tvarovaný svazek na výstupní rovinu [10].



Obr. 4.11: Systém pro tvarování laserového svazku s difrakčním difusérem [9].

Každý difrakční difusér je navržený pro transformaci laserových svazků na libovolný tvar výstupního svazku. Na obr. 4.12 je příklad difuséru pro tvarování čtvercového Top hat svazku. Struktura difuzéru je složena z velmi malých speciálně rozvržených apertur [10].

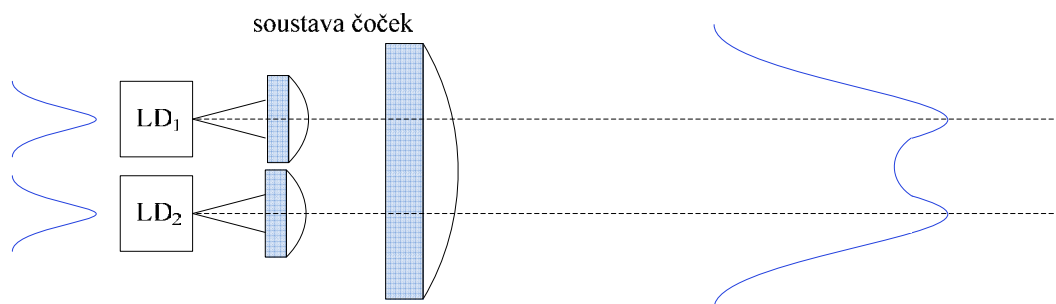


Obr. 4.12: a) Difusér pro tvarování čtvercového Top hat svazku, b) Rozložení optické intenzity po průchodu difrakčním difusérem [10].

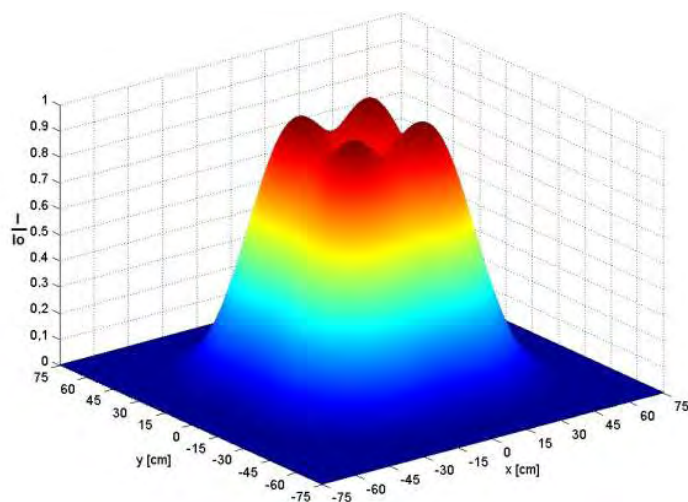
Tato metoda tvarování laserového svazku má výhodu malé citlivosti na tvar, velikost a osové zarovnání vstupního laserového svazku.

4.5 Metoda skládání více optických svazků

Tato metoda je založena na vysílání dvou a více Gaussovských svazků, které se budou následně slučovat do jednoho pomocí optické soustavy. K tomu je používáno vhodné pole laserových diod. Na obr. 4.13 je znázorněn schématicky princip metody skládající dva Gaussovi svazky. Obr. 4.14 ukazuje simulaci složení Gaussovských svazků ze čtyř laserových diod. Literatura [18] se podrobně zabývá návrhem vhodného rozmístění laserových diod a vlastnostmi takto tvarovaného svazku. V této práci se touto metodou více zabývat nebudeme.



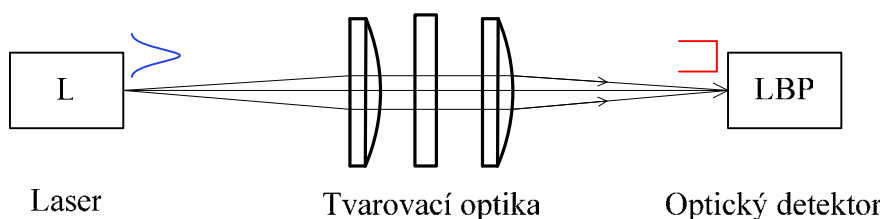
Obr. 4.13: Skládání více optických svazků.



Obr. 4.14: Složení čtyř laserových svazků (převzato z [18]).

5 MĚŘENÍ A TVAROVÁNÍ LASEROVÉHO SVAZKU

Pro tvarování laserového svazku bylo sestaveno experimentální pracoviště ve školní laboratoři optoelektroniky. Základem tohoto pracoviště je laser, který generuje optický svazek s Gaussovským rozložením optické intenzity. Tvarovaný svazek se pomocí CCD snímače optického detektoru - LBP (Laser beam profiler) převádí do PC. Snímaný optický svazek bylo nutné, pro správné měření a následné vyhodnocování, zaměřit do středu souřadných os LBP. Mezi laser a LBP se vkládá soustava tvarovací (transformační) optiky, která se skládá u různých typů tvarovacích metod z různých prvků. Experimentální pracoviště je schématicky znázorněno na obr. 5.1 a v příloze A1 je fotografie tohoto pracoviště. V následujícím textu budou popsány jednotlivé prvky použité při měření a tvarování na sestaveném experimentálním pracovišti.



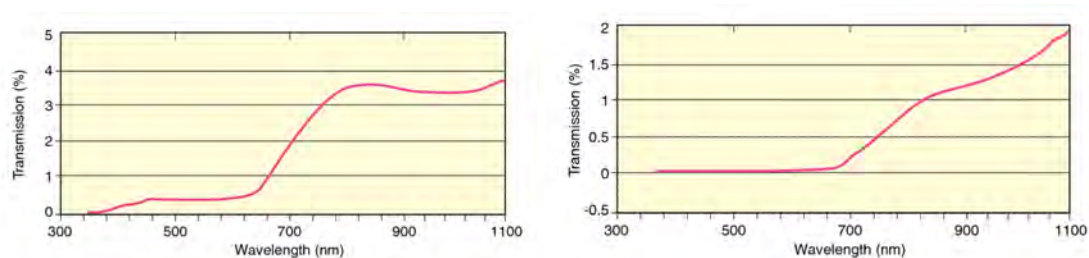
Obr. 5.1: Rozložení prvků na experimentálním pracovišti.

Pro tvarování byly využity čtyři lasery. Dva lasery byly s plyným aktivním prostředím (helium – neonové - HeNe) a dva polovodičové. V tab.5.1 jsou shrnuty jejich hlavní parametry.

Tab. 5.1: Lasery použité na experimentálním pracovišti.

Označení	Aktivní prostředí	Typ	Vlnová délka	Udávaný výkon	Měřený výkon
			λ [nm]	P_u [mW]	$P_{m\check{e}r}$ [mW]
L1	Plynné	HeNe	632,8	1	2,6
L2	Plynné	HeNe	543,5	5	0,44
L3	Polovodičový	AlGaInP	635	2	1,22
L4	Polovodičový	AlGaInP	670	2	0,55

Optický svazek se do počítače přenáší pomocí výše zmiňovaného optického detektoru označovaným LBP. Byl použit detektor firmy Newport s typovým označením LBP – 2. Tento LBP dokáže zobrazovat laserový svazek v rozmezí vlnových délek od 350 nm do 1100 nm. Tento LBP má předřazené tři druhy filtrů. Pro měření jsou použity dva filtry s přenosem zaznamenaným na obr. 5.2. Podrobné parametry snímače jsou uvedené v katalogovém listu [13]. Snímaný optický svazek je zobrazován pomocí obslužného programu Newport LBP Series USB2 Measurement systém - Version 1.08. Tento obslužný program umožňuje naměřená data exportovat do textového souboru, který jsem následně zpracovával pomocí programu vytvořeným v prostředí MATLAB.



Obr. 5.2: Přenos filtrů použitých při snímání laserového svazku (převzato z [13]).

Gaussův svazek byl tvarován vkládáním různých typů čoček, lenslet array, difrakčního diffuseru do směru šíření svazku podle navrhovaných metod tvarování.

Pro tvarování jsou použity různé typy čoček. Jejich parametry jsou shrnuty v tab. 5.2.

Tab. 5.2: Parametry použitých čoček.

označení	typ	Průměr čočky [mm]	tloušťka čočky [mm]	výška vrchlíku		otvorová vada		
				h_1 [mm]	h_2 [mm]	l_1 [mm]	l_2 [mm]	δ [mm]
C1	konvexkonkávní	92,9	13,8	1,85	-1,15	83	86	3
C2	bikonvexní	52	12,1	3,5	3,5	51	49	2
C3	planokonvexní	62,7	18	5	0,83	75	79	4
C4	bikonvexní	33	12,1	3,51	3,51	57	60	3

označení	ohnisková vzdálenost "Bessel"		ohnisková vzdálenost f [mm]	Výkon bez čočky $P_{bč}$ [μW]	Výkon s čočkou $P_{sč}$ [μW]
	l [mm]	d [mm]			
C1	350	100	80,4	187,5	165,1
C2	250	133	44,8	191	169,8
C3	250	140	42,9	174,3	159,6
C4	250	135	44,3	191,4	180,5

V tab. 5.2 je uveden termín ohnisková vzdálenost „Bessel“. Tento termín označuje metodu, pomocí které je měřena ohnisková vzdálenost jednotlivých čoček f . Ohniskovou vzdálenost vypočteme z

$$f = \frac{l^2 - d^2}{4 \cdot l}. \quad (45)$$

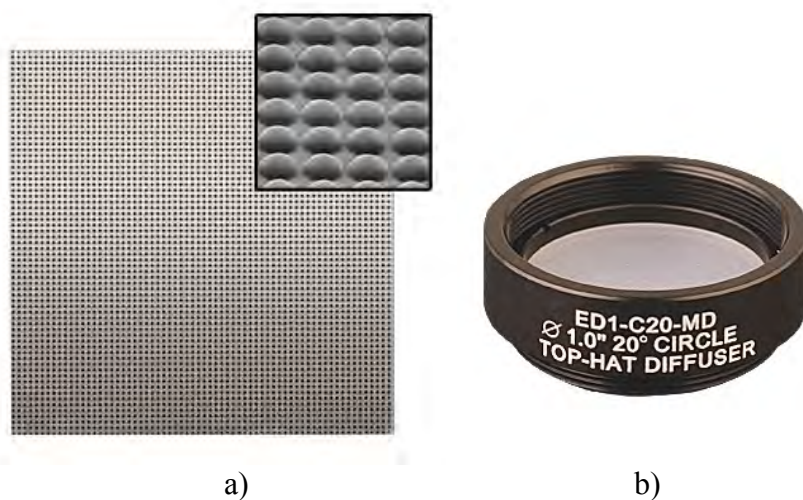
Podrobný postup měření je možné naléznout v [12].

Mezi speciální prvky pro tvarování patří microlens arrays (někdy označováno jako lens arrays) a difrakční difusér. Jejich podrobné parametry a vlastnosti lze najít na stránkách výrobce Thorlabs.

Microlens arrays (dále označovaný jako LA) je vyroben firmou Thorlabs model MLA150M-7AR (viz obr.5.3 a). Toto pole má rozměr 10 mm x 10 mm, výšku mikročoček 150 μm, průměr mikročoček 146 μm, ohniskovou vzdálenost jednotlivých

mikročoček 6,7 mm. Tento microlens arrays je použitelný pro rozsah vlnových délek od 400 nm do 900 nm. Nevýhodou tohoto pole čoček je jeho cena, která se pohybuje kolem 370 \$.

Jako difrakční difusér (dále označovaný jako DD) je použitý difusér firmy Thorlabs typ ED1 – C20 – MD (viz obr.5.3 b). Difuser je určený pro transformaci z Gaussova svazku na Top hat svazek. Průměr tohoto difuséru je 1“ a úhel divergence tohoto difuseru je 20 °. Cena tohoto typu difuséru se pohybuje kolem 130 \$.



Obr. 5.3: Speciální prvky použité pro tvarování optických svazků (převzato z [11], [20]).

Posledním používaným prvkem při tvarování laserového svazku byl měřič optického výkonu. Byl použit měřič firmy Ophir typ Vega.

6 VYHODNOCENÍ KVALITY SVAZKŮ

Tato kapitola je věnována návrhu postupů pro vyhodnocení kvality tvarovaných optických svazků. Pro vyhodnocování jednotlivých parametrů popisujících kvalitu je vytvořen program v programovacím prostředí Matlab. Tento program vyhodnotí podle navržených postupů kvalitu vstupního Gaussova optického svazku a kvalitu tvarovaného Top hat svazku. V kapitole 7 jsou přehledně shrnuty výsledky z vyhodnocení kvality tvarovaných Top hat svazků.

6.1 Metoda výpočtu optické intenzity

Data uložená v textovém souboru z obslužného programu LBP jsou ve tvaru matice Z o velikosti 640×480 , kde každému bodu matice odpovídá velikost optické intenzity v relativních hodnotách. Optickou intenzitu v relativních hodnotách je tedy zapotřebí převést na reálné hodnoty optické intenzity I [W/m^2]. Tento převod je potřeba udělat pro vstupní Gaussova svazek i pro tvarovaný Top hat svazek.

Metoda převodu relativních hodnot na reálné hodnoty vychází z předpokladu, že optický svazek s reálnou velikostí optické intenzity musí mít stejnou velikost optického výkonu s výkonem, který byl změřen pomocí měřiče optického výkonu OPHIR Vega. Musí tedy platit

$$P_{\text{mat}} = P_{\text{skutec}}, \quad (45)$$

kde P_{mat} bude výkon obsažený v přepočítaném svazku s reálnými hodnotami optické intenzity a P_{skutec} je výkon změřený měřičem optického výkonu. Dále je uvažována rovnost poměrů

$$\frac{P_{\text{mer}}}{I_{\text{mer}}} = \frac{P_{\text{skutec}}}{I_{\text{skutec}}}, \quad (46)$$

kde P_{mer} odpovídá optickému výkonu obsaženému ve svazku matice Z s hodnotami optické intenzity v relativních hodnotách, I_{mer} je relativní optická intenzita v tomto svazku a I_{skutec} představuje skutečnou optickou intenzitu ve W/m^2 .

Pro získání matice hodnot optické intenzity Z_{skut} ve W/m^2 nejprve v programu spočítáme výkon optického svazku v relativních hodnotách P_{mer} obsažený v matici Z . Tento optický výkon spočítáme jako

$$P_{\text{mer}} = \sum_{i=1}^n (I_{\text{mer}}(i) \cdot (x \cdot y)), \quad (47)$$

kde I_{mer} je velikost optické intenzity z matice Z , $x \cdot y$ je plocha jednoho bodu matice Z a n je počet všech bodů v matici (640×480). Hodnoty x a y odpovídají velikosti jednoho pixelu CCD snímače LBP ($x = 9,0515 \cdot 10^{-6}$ m a $y = 8,3 \cdot 10^{-6}$ m). Vyjádřením I_{skutec} ze vztahu (46)

$$I_{sute} = I_{mer} \cdot \frac{P_{skutec}}{P_{mer}} \quad (48)$$

dostaneme konstantu, kterou vynásobíme všechny body matice Z . Tímto získáme matici Z_{skut} , ve které jsou již obsaženy reálné hodnoty optické intenzity v W / m^2 . Nyní bude optický výkon svazku obsažený v matici Z_{skut} , roven skutečnému optickému výkonu P_{skutec} .

6.2 Výpočet ideálního Gaussova svazku

Pro vyhodnocení kvality naměřeného vstupního Gaussova svazku je potřeba dopočítat k tomuto svazku ideální svazek.

Nejdříve budeme potřebovat odfiltrovat z naměřeného Gaussova svazku šum, který vznikl při měření vlivem působení okolního světla a difrakcemi na optických prvcích. Z tohoto důvodu z naměřeného Gaussova svazku odfiltrujeme dolních 8 % z maximální hodnoty optické intenzity I_{skutec} . Tím dostaneme novou matici hodnot $Z_{skut-filt}$. Nyní budeme opět vycházet z rovnosti optického výkonu filtrovaného Gaussova svazku $P_{skut-filt}$ a ideálního Gaussova svazku P_{id-G} . Pro výpočet výkonu ideálního kruhově symetrického Gaussova svazku použijeme rovnici (21), kde za W_0 dosadíme naměřenou pološířku Gaussova svazku pro horizontální a vertikální rovinu W_{idG} .

$$P_{id-G} = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_{idG}^2). \quad (49)$$

V této rovnici máme dvě neznámé, které musíme určit. Budeme vycházet z předpokladu, že maximální optická intenzita ideálního Gaussova I_0 svazku bude rovna maximální optické intenzitě I_{skutec} . Pak zbývá dopočítat pološířku W_{idG} ideálního Gaussova svazku. Tu vypočteme vyjádřením W_{idG} z rovnice (49).

$$W_{idG} = \sqrt{\frac{P_{id-G}}{0,5 \cdot I_0 \cdot \pi}}. \quad (50)$$

Protože optické svazky generované laserem nejsou všechny kruhově symetrické, ale mohou mít eliptickou stopu svazku, musíme zavést takzvaný energeticky ekvivalentní svazek (EES), který má v ose svazku stejnou intenzitu jako původní svazek a v jeho kruhové stopě je obsažen stejný výkon jako v eliptické stopě původního svazku [2]. Pro pološířku EES svazku W_s platí

$$W_s = W_{idG} = \sqrt{W_x \cdot W_y}, \quad (51)$$

kde W_x je pološířka měřeného svazku v horizontální rovině a W_y ve vertikální rovině. Hodnoty W_x a W_y byly odečteny při měření na experimentálním pracovišti z obslužného programu LBP. Budeme uvažovat, že pološířka svazku v horizontálním směru (ose x) bude p krát větší než ve vertikální rovině. Pak přepíšeme vztah (51) do tvaru

$$W_s = W_{idG} = \sqrt{p W_y \cdot W_y}, \quad (52)$$

kde konstanta p bude rovna poměru $2W_x / 2W_y$. Hodnoty $2W_x$ a $2W_y$ jsme odečetli při měření na experimentálním pracovišti pomocí obslužného programu LBP. Nyní vyjádříme z (52) hodnoty W_x a W_y

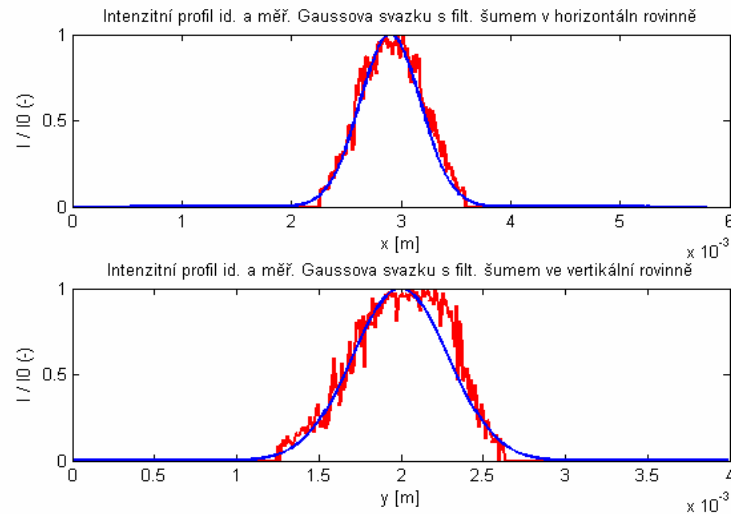
$$W_x = W_{idG} \cdot \sqrt{p}, \quad W_y = \frac{W_{idG}}{\sqrt{p}}. \quad (53)$$

Hodnoty W_x a W_y dosadím do vztahu pro vykreslení eliptického ideálního Gaussova svazku

$$I_{id_G}(x, y) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{x}{W_x}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{W_y}\right)^2}. \quad (54)$$

V programu pro vyhodnocení kvality svazků se zadává do vstupních proměnných parametr $2W_x / 2W_y$ do proměnné konst_wx.

Na obr. 6.1 je ukázán příklad naměřeného filtrovaného Gaussova svazku (červený průběh) a k němu dopočítaného ideálního Gaussova svazku (modrý průběh).



Obr. 6.1: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Gaussova svazku.

6.3 Výpočet ideálního Top hat svazku

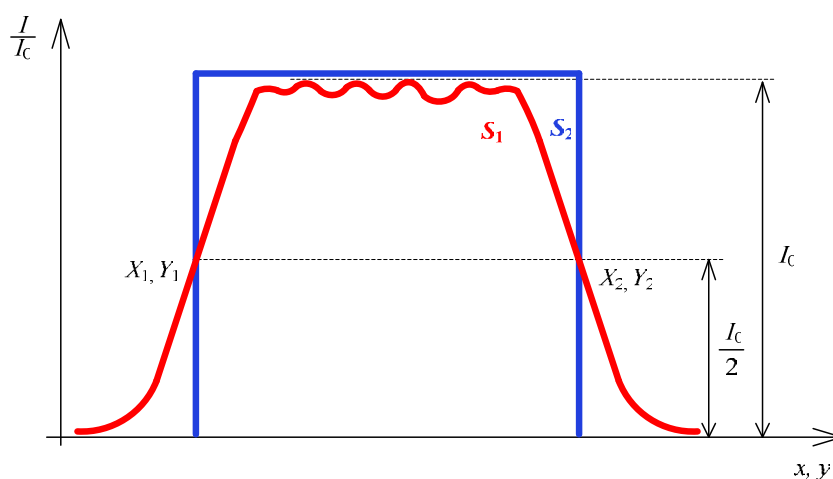
Aby bylo možno vyhodnotit kvalitu Top hat svazku musíme opět, tak jako u Gaussova svazku, dopočítat k naměřenému tvarovanému Top hat optickému svazku ideální Top hat svazek. Pro výpočet ideálního Top hat svazku byly navrženy dvě metody. Metody se liší v postupu dopočítání šířky ideálního Top hat svazku. V následujících dvou podkapitolách budou obě metody popsány.

6.3.1 Metoda $I_0/2$

Tato metoda vychází z jednoduchého předpokladu, že šířka ideálního Top hat svazku bude protínat naměřený Top hat svazek v polovině maximální intenzity naměřeného Top hat svazku. Tuto metodu ilustruje obr. 6.2. Velikost maximální intenzity ideálního Top hat svazku bude určena z předpokladu, že plocha pod křivkou naměřeného Top hat svazku S_1 se musí rovnat ploše S_2 pod křivkou ohraničující ideální Top hat svazek. Když tuto úvahu převedeme do třírozměrného optického svazku, tak musí platit rovnost výkonů

$$P_{id-Th} = P_{mer-Th}, \quad (55)$$

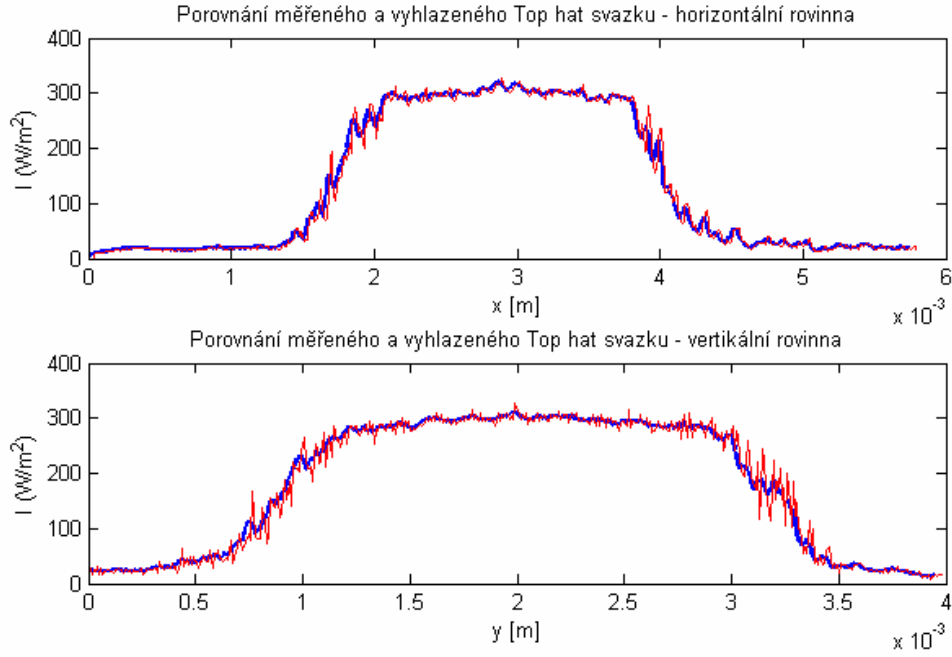
kde P_{id-Th} je optický výkon ideálního Top hat svazku a P_{mer-Th} je optický výkon naměřeného Top hat svazku, ze kterého je opět odfiltrován šum (dolních 10% z maximální hodnoty intenzity naměřeného Top hat svazku). Je vhodné velikost filtrační úrovně měnit v závislosti na velikosti úrovně šumu daného Top hat svazku.



Obr. 6.2: Metoda $I_0/2$ vykreslení ideálního Top hat svazku.

Pro výpočet ideálního Top hat svazku tedy potřebujeme nejdříve zjistit souřadnice X_1, X_2 a Y_1, Y_2 , ve kterých tento svazek bude protínat naměřený Top hat svazek.

Pro zlepšení vyhledání těchto souřadnic nejprve naměřený Top hat svazek vyhladíme v ose x a v ose y . Matice dat má rozměr 640 bodů v ose x a 480 bodů v ose y . Budeme vyhlazovat matici v řezu středem svazku a to tedy v ose x 240. řádek a v ose y 320. sloupek. Vyhlazení provedeme průměrováním 240. řádku matice měřeného Top hat svazku a 320. sloupku. Tím dostaneme dvě nové jednorozměrné matice prumerX a prumerY. V ose x průměrujeme 240. řádek matice pomocí cyklu, který vždy sečte hodnotu i až hodnotu $i + 4$ daného řádku, součet vydělí pěti a uloží ho do pozice i matice prumerX. V dalším kroku se posune cyklus do bodu $i + 2$ a provede součet hodnot od $i + 2$ do $i + 5$ a opět součet vydělí pěti a uloží do bodu $i + 2$ matice prumerX. Tímto cyklem se zprůměruje celý 240. řádek matice dat naměřeného Top hat svazku. Stejné průměrování uděláme pro 320. sloupek a výsledky průměrů uložíme do matice prumerY. Porovnání vyhlazeného a nevyhlazeného Top hat svazku v 240. řádku pro horizontální rovinu a v 320 sloupku pro vertikální rovinu je viditelné na obr. 6.3, kde červený průběh ukazuje měřený Top hat svazek a modrý vyhlazený Top hat svazek.



Obr. 6.3: Porovnání měřeného a vyhlazeného Top hat svazku.

Ve vyhlazeném středovém řezu měřeným svazkem budeme nyní hledat souřadnice bodů, ve kterých klesne maximální intenzita I_0 měřeného svazku na polovinu. Pro vyhledávání indexů bodů X_1 , X_2 využijeme tedy matici prumerX. Vypočteme tedy polovinu I_0 a pomocí cyklu všechny hodnoty matice prumerX, které jsou větší než 0,5 násobek I_0 uložíme do matice D1. Nyní budeme tuto matici pomocí cyklu procházet od $i = 0$ a porovnávat hodnotu v bodě i s bodem $i + 1$. Pokud bude hodnota v bodě $i + 1$ stejná jako v i , cyklus navýší hodnotu i o jednu a pokračuje dalším krokem. Pokud se v bodě $i + 1$ bude hodnota od hodnoty v bodě i lišit, tak se porovná hodnota i s hodnotou $i + 30$. Pokud bude v bodě $i + 30$ hodnota matice stejná jako v bodě i skočí cyklus do hodnoty $i + 30$ a pokračuje inkrementací po jedné. Pokud ale bude v bodě $i + 30$ hodnota stejná jako v bodě i , tak se do proměnné X_1 uloží velikost indexu i .

Bod X_2 najdeme obdobně jako X_1 , ale na začátku cyklu nastavíme hodnotu i na poslední hodnotu matice D1. Poté budeme postupovat stejně jako u hledání bodu X_1 , ale hodnotu i budeme po jedné dekrementovat.

Stejný postup jako pro X_1 , X_2 použijeme pro vyhledání bodů Y_1 , Y_2 , budeme však cyklem procházet matici D2.

Ze zjištěných souřadnic X_1 , X_2 , Y_1 , Y_2 vypočítáme šířku optického svazku v ose x a v ose y . Pro osu x se bude tedy šířka svazku $2a = (X_2 - X_1) \cdot x$ a pro osu y bude šířka svazku $2b = (Y_2 - Y_1) \cdot y$, kde x a y jsou rozměry jednoho pixelu LBP (viz kapitola 6.1).

Pro výpočet maximální optické intenzity I_{idTh} ideálního Top hat svazku vyjdeme z rovnosti (55). Optický výkon měřeného Top hat svazku spočítáme podle vztahu (47) z naměřené matice dat, ze které je odfiltrovaný šum. Protože ideální Top hat svazku má tvar válce s eliptickou podstavou je jeho optický výkon P_{id-Th} roven

$$P_{id-Th} = \pi \cdot a \cdot b \cdot I_{idTh}, \quad (56)$$

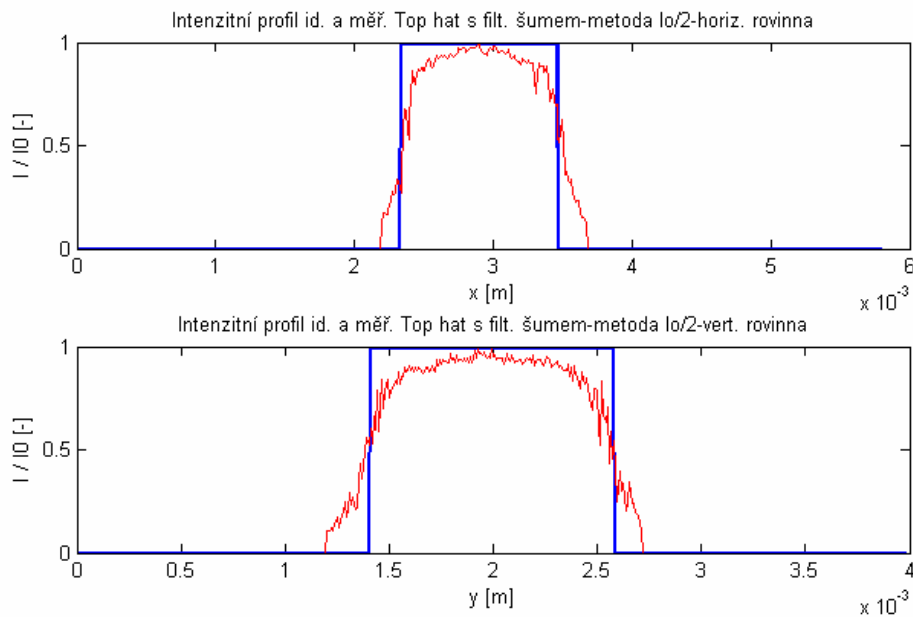
kde a , b jsou poloviny vypočtených šířek ideálního Top hat svazku $2a$, $2b$. Nyní

můžeme vypočítat maximální optickou intenzitu ideálního Top hat svazku vyjádřením I_{idTh} z rovnice (56)

$$I_{idTh} = \frac{P_{id-Th}}{\pi \cdot a \cdot b}. \quad (57)$$

Nyní již můžeme vykreslit ideální Top hat svazek pomocí rovnice elipsy a vypočtené maximální optické intenzitě ideálního Top hat svazku.

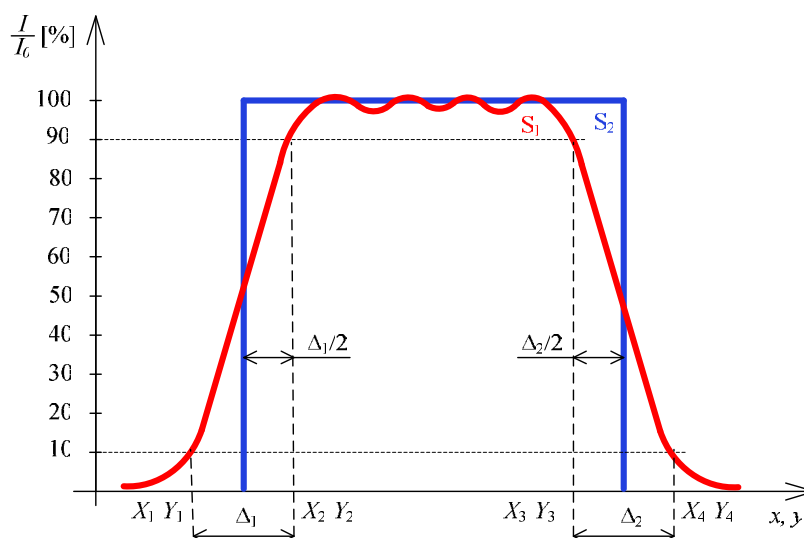
Na obr. 6.4 je ukázka naměřeného Top hat svazku s odfiltrovaným šumem (červený průběh) a k němu dopočítaného ideálního Top hat svazku (modrý průběh).



Obr. 6.4: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Top hat svazku – (metoda $I_0/2$).

6.3.2 Metoda $\Delta/2$

Tato metoda výpočtu ideálního Top hat svazku spočívá ve vyhledání poloviny náběžné a sestupné hrany naměřeného Top hat svazku, ve které bude ideální Top hat svazek protínat naměřený. Pro zlepšení přesnosti se vyhledávání středu náběžné a sestupné hrany provádí mezi 10 % a 90 % maximální optické intenzity měřeného svazku. Metodu lze nejlépe pochopit z obr. 6.5.



Obr. 6.5: Metoda $\Delta/2$ vykreslení ideálního Top hat svazku.

Opět musí pro výpočet být dodržena podmínka, že plocha ohraničená naměřeným Top hat svazkem S_1 se musí rovnat ploše ohraničené ideálním Top hat svazkem S_1 . Z toho vyplývá, jako v předchozí metodě, že optický výkon obsažený v měřeném svazku se musí rovnat optickému výkonu obsaženému v ideálním svazku. Tuto rovnost vyjadřuje vztah (55). Metody se tedy liší pouze ve způsobu vyhledání souřadnic bodů v matici dat, kde protne ideální Top hat svazek naměřený.

Nejdříve tedy je potřeba vyhledat index boudy v matici X_1 , X_2 , X_3 a X_4 . K vyhledávání indexů opět použijeme vyhlazený naměřený svazek jako v předchozí metodě. Z tohoto vyhlazeného svazku, si do matice M10 uložíme všechny hodnoty z matice vyhlazeného svazku, které jsou větší než 0,1 násobek maximální intenzity z vyhlazeného svazku. Do matice M90 si uložíme všechny hodnoty z matice vyhlazeného svazku, které jsou menší než 0,9 násobek maximální intenzity vyhlazeného svazku. Nyní budeme v matici M10 hledat indexy X_1 a X_4 . A v matici M90 indexy X_2 , X_3 .

Index X_1 najdeme pomocí cyklu, který bude postupně procházet matici M10 od $i = 0$ a porovnávat hodnotu bodu matice s prvkem $i + 1$. Pokud budou hodnoty matice stejné, tak se postupně i inkrementuje. V bodě kdy hodnota bodu v matici M10 bude větší než v předchozím kroku cyklu, tak se cyklus přeruší a skočí o $i + 50$ bodů dál v matici M10. Pokud v bodě $i + 50$ je hodnota bodu stejná jako hodnota v bodě $i - 1$, tak cyklus pokračuje dál od bodu $i + 50$. Pokud bude v bodě $i + 50$ hodnota v matici opět větší než v bodě $i - 1$, tak uložíme do X_1 hodnotu indexu i . Skok o 50 bodů nám zajišťuje, že se cyklus nepřeruší v okamžiku, kdy se v matici M10 nalezne náhodný překmit, který se neodfiltroval odečtením 10 % šumu z vyhlazeného signálu. Index X_4 nalezneme stejnou metodou, akorát na začátku nastavíme hodnotu i do maxima a budeme matici M10 procházet od zadu, tedy hodnotu indexu i budeme dekrementovat.

Index X_3 budeme vyhledávat v matici M90. Hodnotu indexu i nastavíme do poloviny matice. Budeme opět pomocí cyklu porovnávat hodnotu bodu matice M90 v bodě i s hodnotou v bodě $i + 1$. Pokud bude hodnota bodu v $i + 1$ stejná jako v bodě i , tak se bude i postupně inkrementovat. Když hodnota bodu matice v bodě i bude menší než v bodě $i - 1$, tak se opět porovná hodnota bodu $i - 1$ s hodnotou bodu v $i + 50$. Pokud bude v $i + 50$ hodnota bodu stejná jako v $i - 1$, tak se i navýší o 50 a cyklus

pokračuje od tohoto bodu dále. Když však v bodě $i + 50$ bude hodnota bodu nižší než v bodě $i - 1$, tak se do X_3 uloží hodnota indexu i . Skok o 50 bodů opět řeší problém, kdyby se ve vyhlazeném svazku s odfiltrovanými horními 10 % maximální intenzity objevil propad způsobený zvlněním svazku. Index X_2 nalezneme obdobným způsobem, akorát budeme i nastavené do poloviny matice dekrementovat.

Po získání hodnot indexu X_1, X_2, X_3, X_4 body náběžné a sestupné hrany ideálního Top hat svazku získáme jejich rozdílem a to tak, že bod náběžné hrany vypočítáme $Nh_x = X_2 - X_1$ a bod sestupné $Sh_x = X_4 - X_3$.

Takto jsme získali body náběžné a sestupné hrany v ose x . Stejným postupem získáme body náběžné hrany Nh_y a sestupné hrany Sh_y v ose y . Z těchto hodnot lze spočítat šířku ideálního Top hat svazku v ose x a v ose y

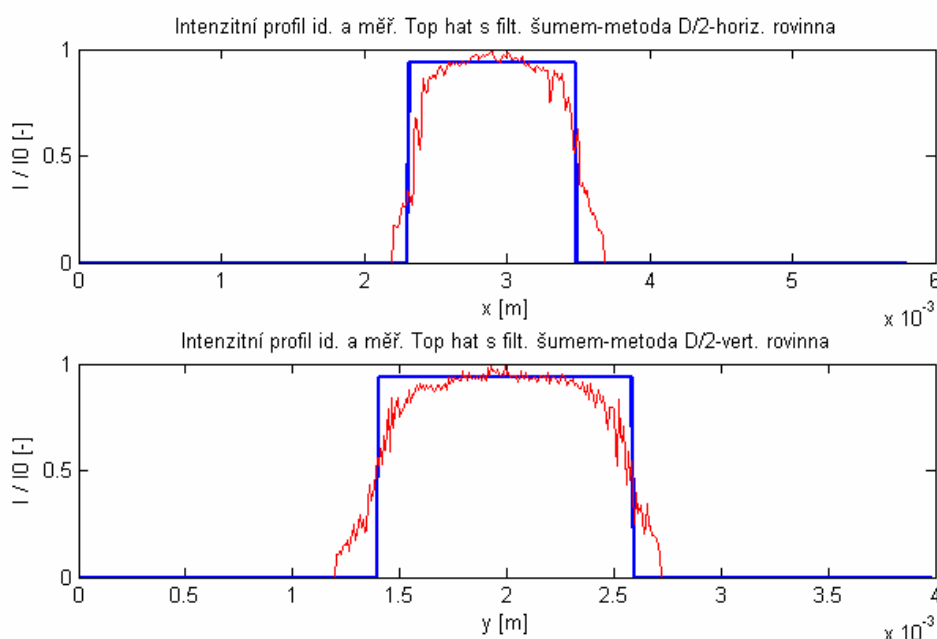
$$2a = (Sh_x - Nh_x) \cdot x, \quad 2b = (Sh_y - Nh_y) \cdot y, \quad (58)$$

kde x a y jsou rozměry jednoho pixelu LBP (viz kapitola 6.1).

Výpočet maximální optické intenzity ideálního Top hat svazku a jeho vykreslení je stejný jako v předchozí kapitole 6.3.1, a proto je zbytečné tento postup popisovat znovu.

Tato metoda dopočítání ideálního Top hat svazku k naměřenému je přesnější a vhodnější. Nastává však problém u více zvlněných svazků a svazků s vysokou hodnotou šumu, kde se musí zmenšit rozsah I_0 , ve kterém se vyhledávají body X_1, X_2, X_3, X_4 z 10 % a 90 % na 20% a 80 % z I_0 .

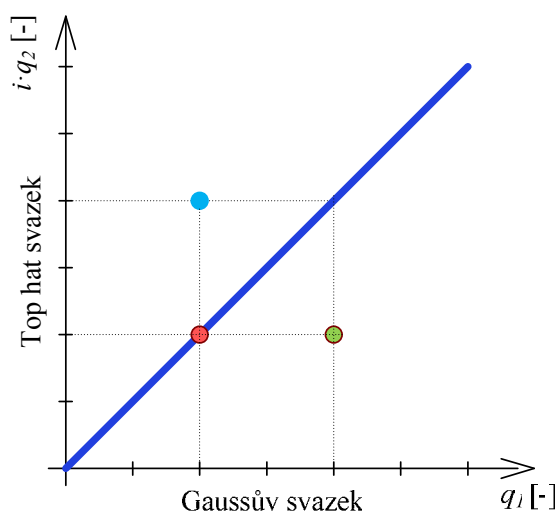
Na obr. 6.6 je ukázka naměřeného Top hat svazku s odfiltrovaným šumem (červený průběh) a k němu touto metodou dopočítaný ideální Top hat svazk (modrý průběh).



Obr. 6.6: Vykreslení v 2D řezu naměřeného a ideálního Top hat svazku – (metoda $\Delta / 2$).

6.4 Výpočet komplexního parametru kvality transformace

Komplexní parametr kvality transformace je číslo $q_1 + i \cdot q_2$, kde q_1 je parametr kvality Gaussova svazku a q_2 je parametr kvality tvarovaného Top hat svazku. Čísla q_1 , q_2 , popisují odchylku tvaru reálného optického svazku od svazku ideálního. Tento parametr nám bude sloužit k posouzení kvality transformační optiky, pomocí které se vstupní Gaussův svazek tvaruje na požadovaný Top hat svazek. Toto komplexní kvalitativní číslo se vynáší do kartézské soustavy souřadnic, kde na osu x vynášíme parametr kvality Gaussova svazku a na osu y kvalitativní parametr Top hat svazku. Na obrázku 6.7 je znázorněn tento kvalitativní parametr.



Obr. 6.7: Komplexní parametr kvality transformace.

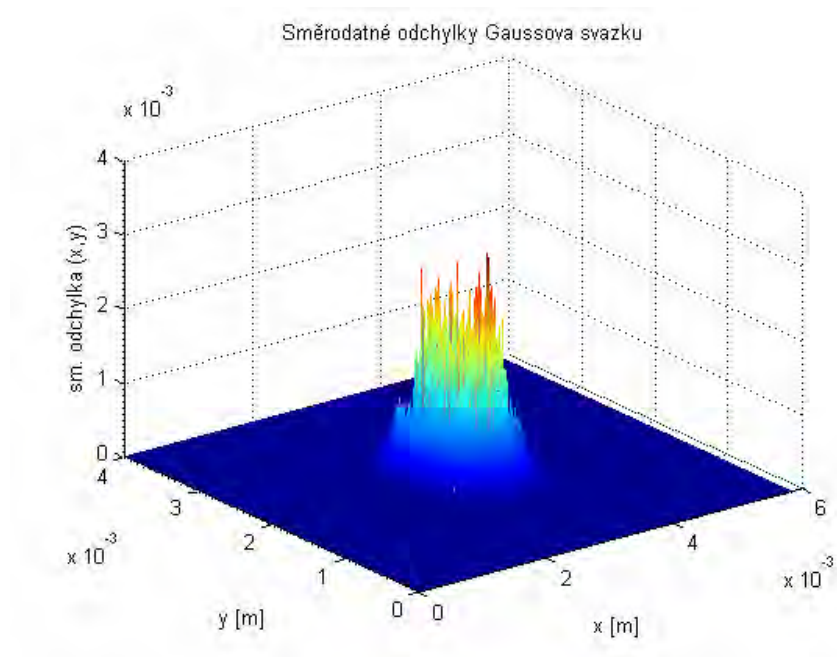
Na obrázku 6.7 jsou pomocí barevných bodů modelovány tři případy. Červený bod zaznamenává stav, kdy odchylky tvaru ideálního a reálného (měřeného) Top hat svazku a odchylky tvaru mezi ideálním a reálným Gaussovým svazkem jsou stejné. Tento případ by měl nastat v případě, že optické prvky použité pro tvarování Gaussova svazku na Top hat svazek jsou ideální. V reálných případech nastane většinou stav odpovídající modrému bodu. Ten znázorňuje, že tvarovací optikou se kvalita Top hat svazku sníží. Toto jsou však jen teoretické úvahy. Při tvarování Gaussova svazku na Top hat svazek však dojde i ke stavům, kdy vstupní svazek bude mít kvalitativní parametr q_1 vyšší a po tvarování bude kvalitativní parametr q_2 Top hat svazku nižší. Tento stav znázorňuje zelený bod na obr. 6.7.

Pro výpočet kvalitativních parametrů q_1 , q_2 využijeme vypočítané ideální svazky. Výpočet ideálních svazků k odpovídajícím naměřeným optickým svazkům je řešený v kapitolách 6.2 a 6.3. Pro výpočet kvalitativních parametrů jsou využívány měřené svazky s odfiltrovaným šumem. Všechny svazky pro výpočet kvalitativních parametrů jsou normovány. To znamená, že jejich maximální hodnota optické intenzity I_0 je rovna 1. Kvalitativní parametry q_1 , q_2 se počítají jako směrodatné odchylky mezi naměřenými normovanými svazky a k nim dopočítanými normovanými ideálními svazky. Výpočet směrodatné odchylky vychází ze vztahu

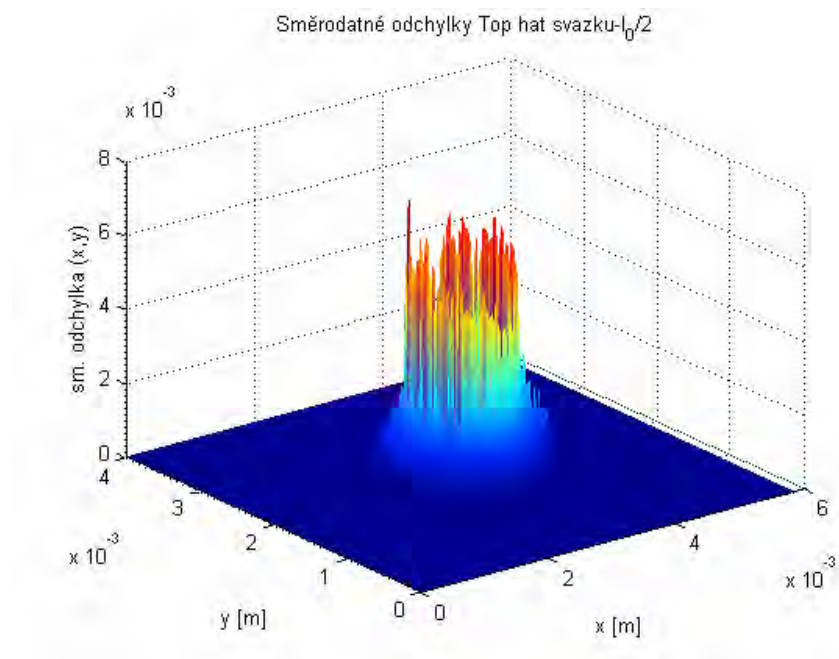
$$q_1 = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (Gid_i - Gmer_i)^2}, q_2 = \sqrt{\frac{1}{M} \cdot \sum_{i=1}^M (THid_i - THmer_i)^2}, \quad (59)$$

kde N, M jsou počty bodů s nenulovou hodnotou, Gid a $THid$ jsou matice vypočítaných ideálních svazků a $Gmer, THmer$ jsou matice naměřených dat svazků s odfiltrovaným šumem (10 % z I_0 je vynulováno - filtrováno).

Na obr. 6.8 je vykreslen kvalitativní parametr $q_1 = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot (Gid - Gmer)^2}$ Gaussova svazku pro každý bod matice. Sečtením všech těchto bodů dostaneme kvalitativní parametr $q_1 = 3,42$. Na obr. 6.9 je zobrazen kvalitativní parametr $q_2 = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot (THid - THmer)^2}$ Top hat svazku pro každý bod matice. Po sečtení hodnot ve všech bodech této matice vypočítáme $q_2 = 6,75$.



Obr. 6.8: Kvalitativní parametr q_1 pro každý bod matice Gaussova svazku.



Obr. 6.9: Kvalitativní parametr q_2 pro každý bod matice Top hat svazku.

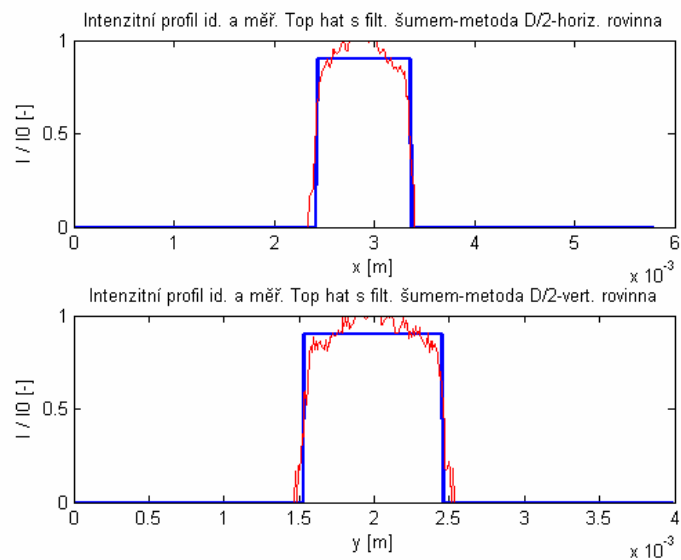
6.5 Výpočet parametru zvlnění optické intenzity

Parametr zvlnění optické intenzity Z je číslo vyjádřené v procentech, které popisuje množství velkých výchylek optické intenzity. Parametr Z se určuje z optického svazku, u kterého je opět vyfiltrovaný šum. V matici dat optického svazku porovnáváme hodnotu bodu i s hodnotou v bodě $i + 7$. Pokud hodnota v bodě $i + 7$ je 1,5 krát vyšší než v bodě i tak do proměnné *extrem* přičteme jedničku. V tomto cyklu postupně po jedné inkrementujeme i až do posledního bodu matice, kde cyklus končí. Porovnání s bodem posunutým o $i + 7$ bylo zvoleno podle vyzkoušení, pro jak veliký posun vycházely hodnoty nejvíce odpovídající skutečnému zvlnění. Pro získání procentuelní hodnoty vydělíme hodnotu uloženou na konci cyklu v proměnné *extrem* počtem bodů v celé matici a vynásobíme 100 podle vztahu

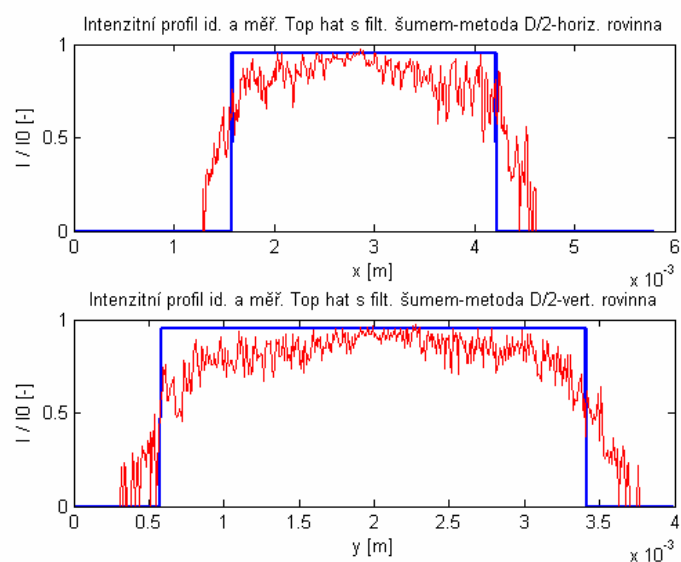
$$E = \frac{\textit{extrem}}{N} \cdot 100[\%], \quad (60)$$

kde N je počet všech bodů v matici.

Následující obr. 6.10 znázorňuje optický svazek s malým množstvím velkých výchylek, kde parametrem zvlnění optické intenzity $E = 2,5 \%$ a obr 6.11 optický svazek s velkým množstvím velkých výchylek, kde parametrem zvlnění optické intenzity $E = 10,5 \%$.



Obr. 6.10: Optický svazek s malým parametrem $E = 2,5 \%$.

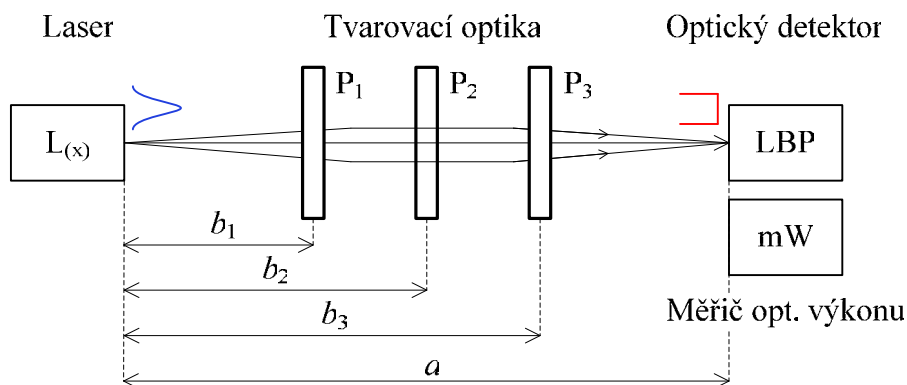


Obr. 6.11: Optický svazek s velkým parametrem $E = 10,5 \%$.

7 VYHODNOCENÍ TVAROVANÝCH OPTICKÝCH SVAZKŮ

V této kapitole jsou shrnuty naměřené výsledky, které byly odečteny z obslužného programu LBP a z vytvořeného vyhodnocovacího programu.

Na obrázku obr. 7.1 je znázorněno rozložení použitých prvků P_1 až P_3 na sestaveném experimentálním pracovišti pro tvarování laserového svazku. Označení P_1 až P_3 označuje jednotlivé použité tvarovací prvky jako čočky, lens array nebo difrakční difusér. Při tvarování nebyly vždy využity všechny tři prvky. Označení $L_{(x)}$ znázorňuje použitý laser L_1 až L_4 . Optický detektor LBP je v předchozích kapitolách zmiňovaný optický snímač, sloužící pro přenesení měřeného optického svazku do PC. Parametry a , b_1 , b_2 , b_3 jsou vzdálenosti jednotlivých prvků od laseru. Tyto vzdálenosti jsou u každé tvarovací metody zaznamenány v následujících tabulkách. V těchto tabulkách jsou také ve sloupci „poř. prvků“ zaznamenány pořadí v jakém jsou řazené prvky směrem od laseru k LBP. Měřič výkonu nakreslený na obr. 7.1 je zařízení, kterým byl měřen optický výkon svazku v místě LBP.



Obr. 7.1: Schéma rozložení experimentálního pracoviště.

Pro pochopení následujících tabulek tab. 7.1 až tab. 7.8 slouží následující přehled použitých označení a zkratk:

- L1 až L4 Použité lasery viz tab. 5.1.
- DD1 až DD3 Metoda využívající difrakční difusér popisovaný v kapitole 5. Index 1 až 3 označuje pořadové číslo tvarování (měření).
- BI1 až BI3 Metoda využívající svazkový integrátor popisovaný v kapitole 5. Index 1 až 3 označuje pořadové číslo tvarování (měření).
- FM Metoda tvarování Field mapping.
- AB1 až AB3 Metoda tvarování - průchod svazku aperturou. Index 1 odpovídá apertuře 1 mm, index 2 odpovídá apertuře 1,5 mm a index 3 odpovídá apertuře 2 mm.

- LBP Optický snímač pro převod svazku do počítače.
- ozn. Označení laseru nebo metody tvarování.
- poř.prvků Pořadí prvků na experimentálním pracovišti.
- a, b_1, b_2, b_3 Vzdálenosti jednotlivých prvků na experimentálním pracovišti od laseru (viz obr. 7.1).
- λ Vlnová délka optického svazku laseru.
- $2W_x$ Šířka laserového svazku v horizontální ose.
- $2W_y$ Šířka laserového svazku ve vertikální ose.
- $2W_x / 2W_y$ Poměr šířky v horizontální ose k šířce ve vertikální ose laserového svazku – tento parametr se zadává ve vytvořeném vyhodnocovacím programu do vstupní proměnné konst_wx.
- I_0 Maximální optická intenzita daného svazku vypočtená pomocí vyhodnocovacího programu.
- P_L Měřený výkon Gaussova optického svazku v místě LBP.
- P_{tvar} Měřený výkon Top hat optického svazku v místě LBP.
- A Útlum tvarovací optiky - $A = 10 \log (P_L / P_{tvar})$ [dB]
- q_1 Parametr kvality Gaussova svazku.
- q_2 Parametr kvality Top hat svazku.
- Z_G Parametr zvlňení optické intenzity Gaussova svazku.
- Z_{Th} Parametr zvlňení optické intenzity Top hat svazku.
- Příl. Odkaz na danou přílohu na konci práce.
- el.př. Odkaz na elektronickou verzi příloh umístěné na přiloženém CD.

V následující tabulce tab. 7.1 jsou shrnuty naměřené a pomocí vytvořeného vyhodnocovacího programu vypočtené hodnoty jednotlivých použitých laserů L₁ až L₄. Vzdálenost mezi laserem a LBP byla při tvarování zvolena 680 mm.

V přílohách B až E jsou zaznamenány tvary svazků s Gaussovským rozložením optické intenzity, které byly generovány lasery L₁ až L₄. U každého laseru jsou zaznamenány jednotlivé metody tvarování laserového svazku. V přílohách nejsou obsaženy všechny tvarované svazky. Ostatní tvarované Top hat svazky je možno shlédnout v elektronické verzi této práce, která je uložena na přiloženém CD.

Tab. 7.1: Měřené a vypočítané parametry Gaussových svazků.

ozn.	poř. prvků	a [mm]	λ [nm]	$2W_x$ [μm]	$2W_y$ [μm]	$2W_x / 2W_y$ [-]	I_0 [W/m ²]	P_L [mW]	q_1 [-]	Z_G [%]	Příl.
L1	L1, LBP	680	633	1068	1154	0,925	2081	2,6	11,7	1,13	B.1
L2	L2, LBP	680	544	1059	1146	0,924	303	0,44	12,5	1,19	C.1
L3	L3, LBP	680	635	2444	747	3,272	733	1,22	22,1	1,13	D.1
L4	L4, LBP	680	670	2688	1021	2,633	157	0,45	23,7	2,16	E.1

Z vypočítaných výsledků pomocí vytvořeného programu pro ohodnocení kvality svazků vyšla nakonec výhodnější a více odpovídající $I_0 / 2$ metoda pro výpočet ideálního Top hat svazku. Z tohoto důvodu byly do grafického zpracování komplexního parametru kvality transformace zahrnuty pouze výsledky vyhodnocené z této metody. Způsob výpočtu ideálního Top hat svazku pomocí metody $\Delta / 2$ byl ovlivněn, hlavně u tvarování pomocí difrakčního difuséru, značným šumem, který je způsoben působením okolního světla a částečnou difrakcí na prvcích použitých k tvarování Gaussova svazku. Z důvodu tohoto šumu bylo nutností zmenšovat rozsah hranic pro vyhledání $\Delta / 2$ a tím došlo k menší přesnosti metody (vysvětlení principu obou metod je v kapitole 6.3).

V tab. 7.2, tab. 7.4, tab. 7.6 a tab. 7.8 nalezneme pořadí a vzdálenost jednotlivých prvků použitých pro tvarování u jednotlivých metod tvarování. V tab. 7.3, tab. 7.5, tab. 7.7 a tab. 7.9 jsou shrnuty měřené a vypočítané hodnoty pro použité lasery a různé metody tvarování laserového svazku.

7.1 Tvarování optického svazku z laseru L1

Tab. 7.2: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L1.

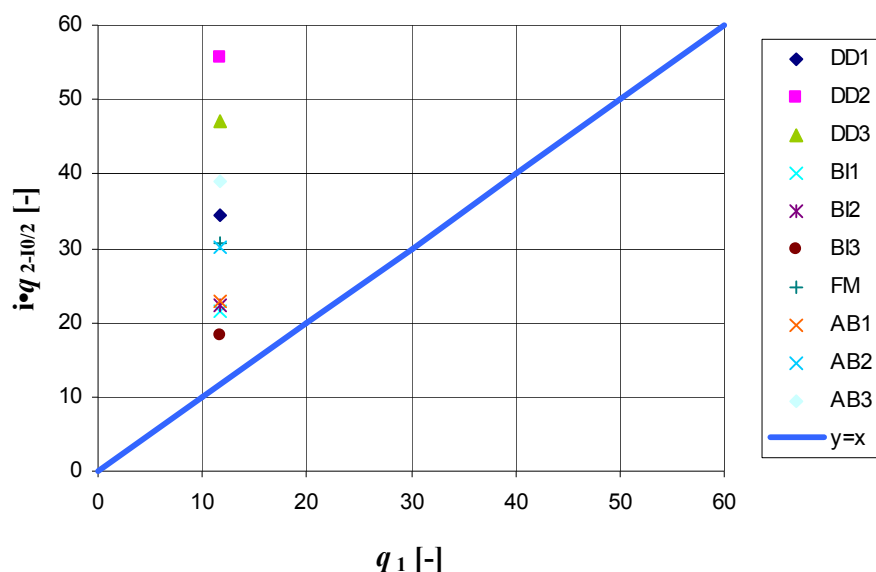
L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $P_L = 2,6 \text{ mW}$, $q_1 = 11,72$, $Z_G = 1,33 \%$					
ozn.	Pořadí tvar. prvků	a [mm]	$b1$ [mm]	$b2$ [mm]	$b3$ [mm]
DD1	L1, DD, C3, LBP	680	414	619	
DD2	L1, DD, C3, C2, LBP	680	490	556	631
DD3	L1, DD, C3, C2, LBP	680	481	552	634
BI1	L1, LA, C3, LBP	680	261	630	
BI2	L1, LA, C3, LBP	680	286	628	
BI3	L1, LA, C2, C3, LBP	680	14	31	612
FM	L1,C1, C3, LBP	680	194	548	
AB1	L1,A1, LBP	680	662		
AB2	L1,A1_5, LBP	680	662		
AB3	L1,A2, LBP	680	662		

Tab. 7.3: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L1.

L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $P_L = 2,6 \text{ mW}$, $q_1 = 11,72$, $Z_G = 1,33 \%$										
ozn.	$2W_x$ [μm]	$2W_y$ [μm]	I_0 [W/m^2]	P_L [mW]	P_{tvar} [mW]	A [dB]	$q_{2-10/2}$ [-]	$q_{2-\Delta/2}$ [-]	Z_{Th} [%]	Příl.
DD1	1295	1361	936	2,6	2,3	-0,53	34,4	35,5	1,4	B.2
DD2	3432	3511	311	2,6	2,05	-1,03	55,7	81,6	4,8	el.př.
DD3	2688	2690	413	2,6	2,05	-1,03	47,1	48,1	3,7	el.př.
BI1	1014	996	1051	2,6	1,62	-2,05	21,6	21,3	2,5	el.př.
BI2	995	996	1030	2,6	1,64	-2,00	22,4	22,4	2,5	el.př.
BI3	932	954	1207	2,6	1,49	-2,42	18,4	18,6	2,6	B.3
FM	1195	1328	1416	2,6	2,48	-0,21	30,8	30,8	3,9	B.4
AB1	1114	1112	1367	2,6	2,22	-0,69	22,8	23,1	3,3	B.5
AB2	1276	1369	1339	2,6	2,48	-0,21	30,2	30,3	3,6	B.6
AB3	1466	1577	2015	2,6	2,6	0,00	39,1	38,9	3,5	B.7

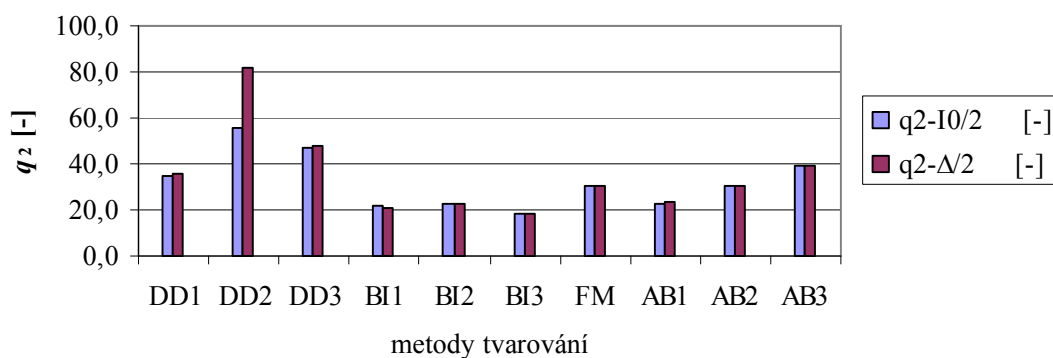
Z obr. 7.2 a obr. 7.3 je patrné, že nejlepší výsledky z hlediska tvaru Top hat svazku dosahují svazky tvarované pomocí metody svazkového integrátoru. Avšak svazky tvarované touto metodou se vyznačují značným zvlněním na „čele“ svazku. To je možné si prohlédnout v příloze B.3. Dobrých výsledků dosahuje také metoda využívající průchodu Gaussova svazku aperturou o průměru 1mm. Při použití difrakčního difuséru je dosaženo dobrého tvaru svazku a přijatelného zvlnění. Náběžná a sestupná hrana tohoto Top hat svazku však nedosahuje strmosti jako u svazkového integrátoru. Oproti tomu metoda field mapping neměla moc dobré výsledky. Top hat svazek se u této metody spíše podobal vstupnímu Gaussově svazku. Použití průchodu svazku aperturou AB3, kde svazek procházel otvorem téměř odpovídající šířce vstupního Gaussova svazku, není také vhodné.

Komplexní parametr kvality transformace
 $L_1 - \lambda = 632,8 \text{ nm}$



Obr. 7.2: Komplexní parametr kvality transformace pro L_1 .

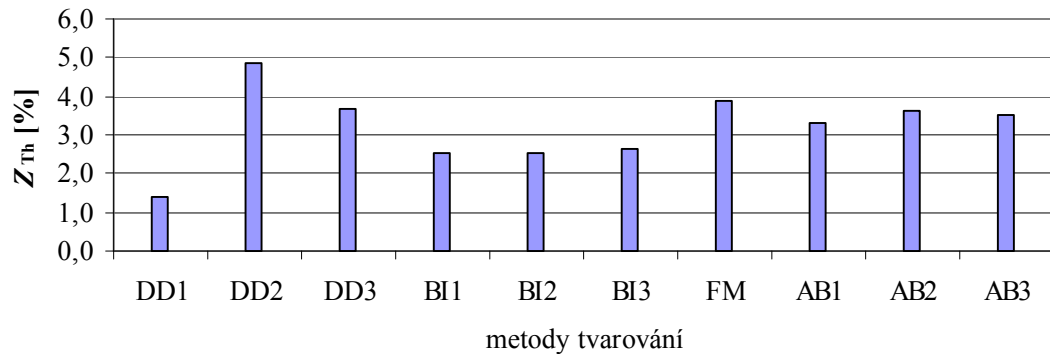
$L_1: \lambda = 632,8 \text{ nm}$



Obr. 7.3: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L_1 .

Vyhodnocení parametru zvlnění Top hat svazku se projevilo jako ne příliš exaktní metoda, ale pro přibližné ohodnocení velkých výchylek optické intenzity je postačující. Z obr. 7.4 je patrné že Top hat svazky tvarované pomocí svazkového integrátoru mají tento parametr relativně malý. Jejich velké výchylky optické intenzity jsou na „čele“ svazku. Nejlépe však vychází Top hat tvarovaný pomocí difrakčního difusoru DD1. Tvar tohoto svazku je vidět v příloze B.2. Je zřejmé, že kvalita svazku nezávisí jen na použité metodě tvarování, ale také na nastavení vzdáleností jednotlivých prvků.

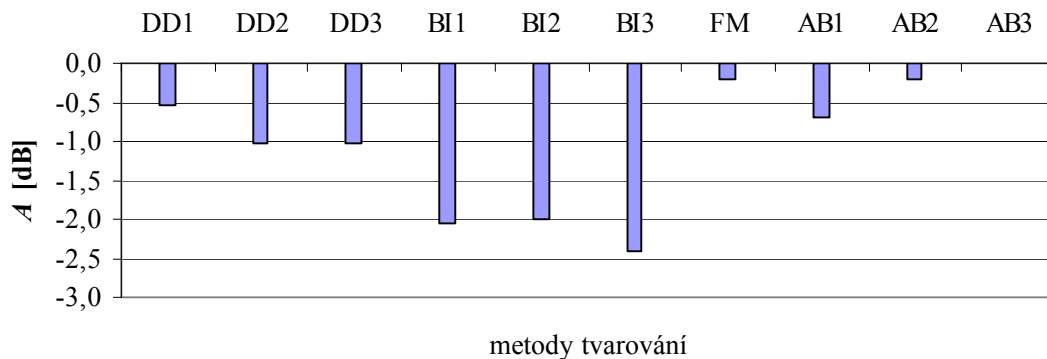
L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$



Obr. 7.4: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L1.

Útlum optického výkonu tvarovací optiky se projevil nejméně u metody FM, AB2 a AB3 (viz obr. 7.5). Důvodem toho je to, že tyto tvarované svazky byly spíše podobné vstupnímu Gaussovskému svazku. Metoda svazkového integrátoru BI dosahuje sice dobrých výsledků z hlediska tvaru svazku, ale jak je viditelné z obr. 7.5 mají značný útlum. O mnoho menší útlum vykazuje metoda difrakčního difusoru.

L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$



Obr. 7.5: Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L1.

Pro tvarování optického svazku laseru L1 byl vybrán vždy jeden tvarovaný Top hat svazek od každé tvarovací metody, který je zobrazen v příloze B.

7.2 Tvarování optického svazku z laseru L2

Tvarování optického svazku laserem L2 s vlnovou délkou 544 nm je zaznamenáno v tab. 7.4 a tab. 7.5. Tvary intenzitních profilů svazků jsou některé zaznamenány pro tento laser v příloze C a zbývající v elektronické příloze na vloženém CD.

Tab. 7.4: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L2.

L2: $\lambda = 544 \text{ nm}$, $P_L = 0,44 \text{ mW}$, $q_1 = 12,5$, $Z_G = 1,19 \%$					
ozn.	Pořadí tvar. prvků	a [mm]	b_1 [mm]	b_2 [mm]	b_3 [mm]
DD1	L2, DD, C3, LBP	680	465	578	
DD2	L2, DD, C3, LBP	680	468	588	
DD3	L2, DD, C3, C2, LBP	680	464	519	633
BI1	L2, LA, C3, LBP	680	226	608	
BI2	L2, LA, C3, LBP	680	284	611	
FM	L2,C1, C3, LBP	680	231	458	
AB1	L2,A1, LBP	680	670		
AB2	L2,A1_5, LBP	680	670		
AB3	L2,A2, LBP	680	670		

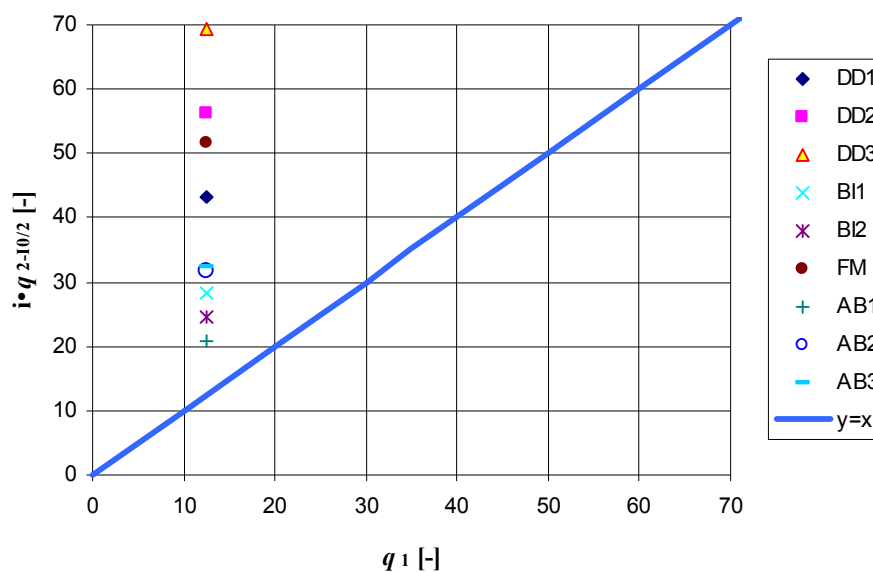
Tab. 7.5: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L2.

L2: $\lambda = 544 \text{ nm}$, $P_L = 0,44 \text{ mW}$, $q_1 = 12,5$, $Z_G = 1,19 \%$										
ozn.	$2W_x$ [μm]	$2W_y$ [μm]	I_0 [W/m^2]	P_L [mW]	P_{tvar} [mW]	A [dB]	$q_{2-I_0/2}$ [-]	$q_{2-\Delta/2}$ [-]	Z_{Th} [%]	Příl.
DD1	2914	2888	64	0,44	0,31	-1,52	43,4	42,3	8,7	el.př.
DD2	3449	3677	49	0,44	0,35	-0,99	56,3	60,4	10,5	C.2
DD3	2507	2697	86	0,44	0,36	-0,87	69,4	80,9	7,5	el.př.
BI1	1123	1087	159	0,44	0,31	-1,52	28,2	29,4	5,9	el.př.
BI2	1240	1204	188	0,44	0,31	-1,52	24,7	24,7	5,5	C.3
FM	2417	2465	131	0,44	0,42	-0,20	51,7	56,9	5,3	C.4
AB1	996	805	378	0,44	0,39	-0,52	21,0	21,3	2,0	C.5
AB2	1412	1436	287	0,44	0,41	-0,31	31,8	32,2	3,7	C.6
AB3	1439	1436	294	0,44	0,43	-0,10	32,4	32,8	4,1	C.7

Při použití He-Ne laseru s vlnovou délkou 543,5 nm vycházejí velmi obdobné výsledky tvarovaných optických svazků jako u předchozího He-Ne laseru s vlnovou délkou 632,8 nm (obr. 7.6, obr. 7.7). Opět z pohledu kvality tvaru Top hat svazku nejlépe vycházejí svazky tvarované pomocí svazkového integrátoru a také Top hat tvarovaný pomocí propouštění svazku kruhovým otvorem o průměru 1 mm.

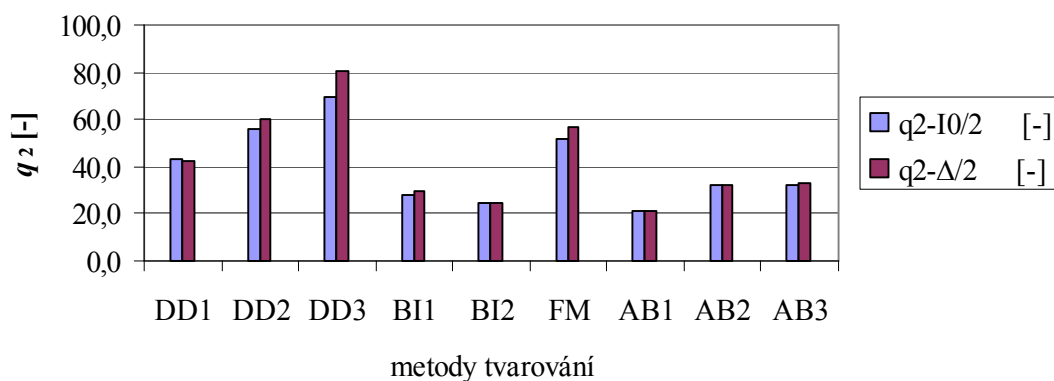
Komplexní parametr kvality transformace

$$L_2 - \lambda = 543,5 \text{ nm}$$



Obr. 7.6: Komplexní parametr kvality transformace pro L2.

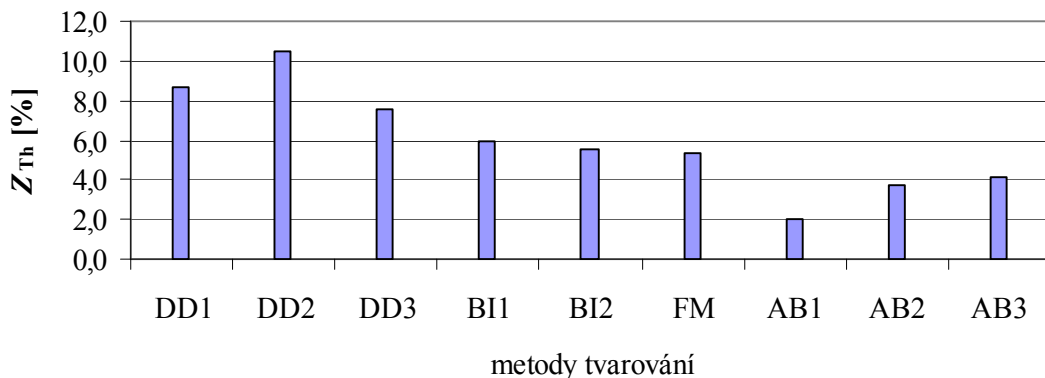
L2: $\lambda = 543,5 \text{ nm}$



Obr. 7.7: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L2.

Závislosti parametru zvlnění optické intenzity Top hat svazku na metodě tvarování, při použití laseru L2, ukazuje jako nejlepší svazek tvarovaný pomocí průchodu Gaussova svazku aperturou průměru 1 mm (viz obr. 7.8). U Top hat svazků tvarovaných metodou svazkového integrátoru opět tento parametr znatelně ovlivní velké výchylky optické intenzity na „čele“ svazku. Metoda využívající difrakční difusér neobsahuje sice velké výchylky optické intenzity, ale drobnějšími výchylkami je postižena celá plocha optického svazku.

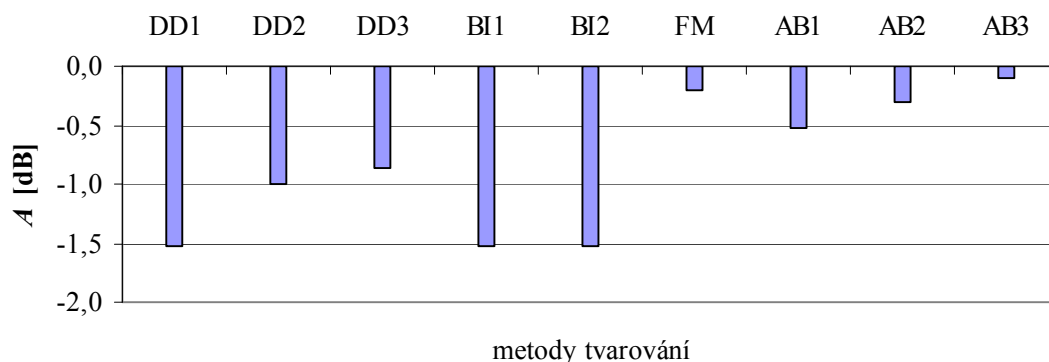
L2: $\lambda = 543,5 \text{ nm}$



Obr. 7.8: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L2.

Na obr. 7.9 mají opět, jako u použití laseru L1, nejmenší útlum Top hat svazky tvarované metodami FM, AB2, AB3. Tyto svazky však nejsou kvalitními Top hat svazky z hlediska tvaru. Jako dobrá metoda pro tvarování se jeví opět použití difrakčního difuséru a s ohledem na předchozí kvalitativní parametry zejména metoda DD2.

L2: $\lambda = 543,5 \text{ nm}$



Obr. 7.9: Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L2.

7.3 Tvarování optického svazku z laseru L3

Jako další byl použit polovodičový laser označen L3 s vlnovou délkou 635 nm. U polovodičových laserů bylo tvarování Top hat svazku náročnější, protože optické svazky z polovodičových laserů nemají kruhově symetrickou stopu svazku. V tab. 7.6 jsou pro jednotlivé tvarované Top hat svazky popsány vzdálenosti použitých tvarovacích prvků. V tab. 7.7 jsou zaznamenány změřené a vypočítané hodnoty jednotlivých Top hat svazků. Tvary intenzitních profilů tvarovaných Top hat svazků

jsou zaznamenány v příloze D.

Tab. 7.6: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L3.

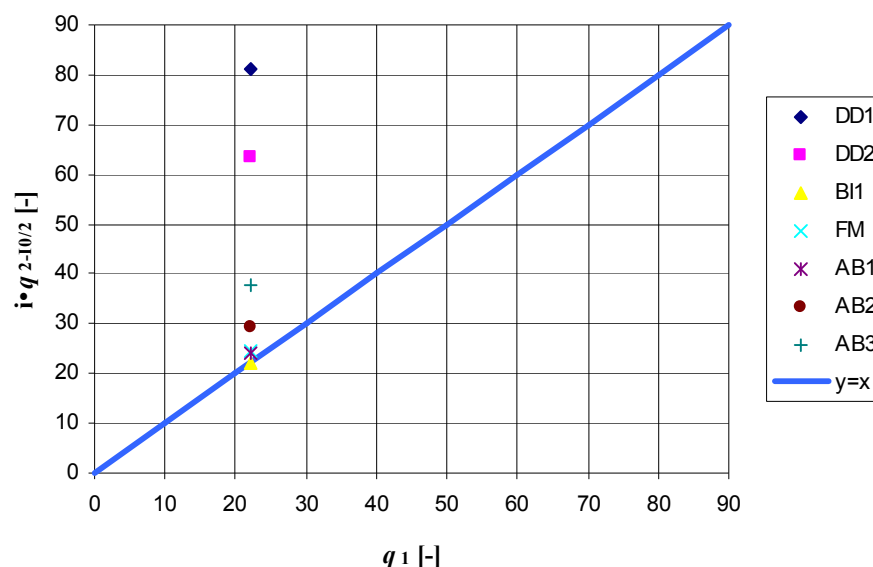
L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$, $P_L = 1,22 \text{ mW}$, $q_1 = 22,1$, $Z_G = 1,13 \%$					
ozn.	Pořadí tvar. prvků	a [mm]	b_1 [mm]	b_2 [mm]	b_3 [mm]
DD1	L3, DD, C2, LBP	680	434	556	
DD2	L3, DD, C3, C2, LBP	680	422	578	
BI1	L3, LA, C2, LBP	680	285	588	
FM	L3, C1, C2, LBP	680	162	512	
AB1	L3, A1, LBP	680	670		
AB2	L3, A1_5, LBP	680	670		
AB3	L3, A2, LBP	680	670		

Tab. 7.7: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L3.

L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$, $P_L = 1,22 \text{ mW}$, $q_1 = 22,1$, $Z_G = 1,13 \%$										
ozn.	$2W_x$ [μm]	$2W_y$ [μm]	I_0 [W/m^2]	P_L [mW]	P_{tvar} [mW]	A [dB]	$q_{2-10/2}$ [-]	$q_{2-\Delta/2}$ [-]	Z_{Th} [%]	Příl.
DD1	4825	2980	405	1,22	0,73	-2,23	81,2	83,2	17,7	el.př.
DD2	3657	2009	309	1,22	0,45	-4,33	63,6	63,7	10,5	D.2
BI1	1331	448	561	1,22	0,68	-2,54	22,1	22,1	1,4	D.3
FM	1611	539	776	1,22	0,98	-0,95	24,4	25,5	1,7	D.4
AB1	1086	813	452	1,22	0,62	-2,94	24,2	24,5	1,7	D.5
AB2	1486	1054	560	1,22	1,02	-0,78	29,3	29,2	3,2	D.6
AB3	1901	1071	608	1,22	1,22	0,00	37,8	37,9	4,0	D.7

Jak je vidět na obr. 7.10, bod odpovídající Top hat svazku tvarovaným pomocí svazkového integrátoru leží na hraniční přímce $y = x$. Body ležící na této přímce se vyznačují nezměněnou kvalitou transformovaného Top hat svazku vůči vstupnímu Gaussově svazku.

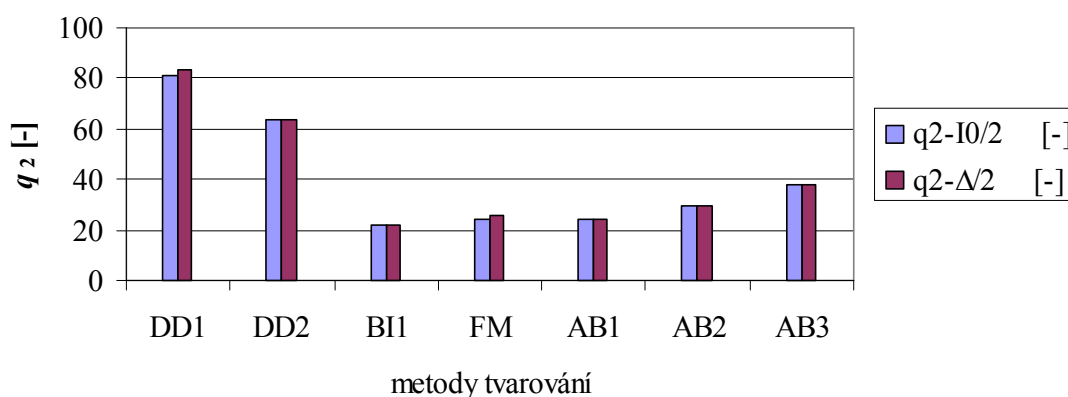
Komplexní parametr kvality transformace $L_3 - \lambda = 635 \text{ nm}$



Obr. 7.10: Komplexní parametr kvality transformace pro L_3 .

Opět z hlediska tvaru Top hat svazku dosahuje dobrých výsledků metoda AB1 a BI1. Pro zlepšení kvality transformace Gaussova svazku na Top hat by bylo možno před tvarováním optického svazku z polovodičového laseru tento svazek pomocí optické soustavy symetrizovat z oválného na kruhový.

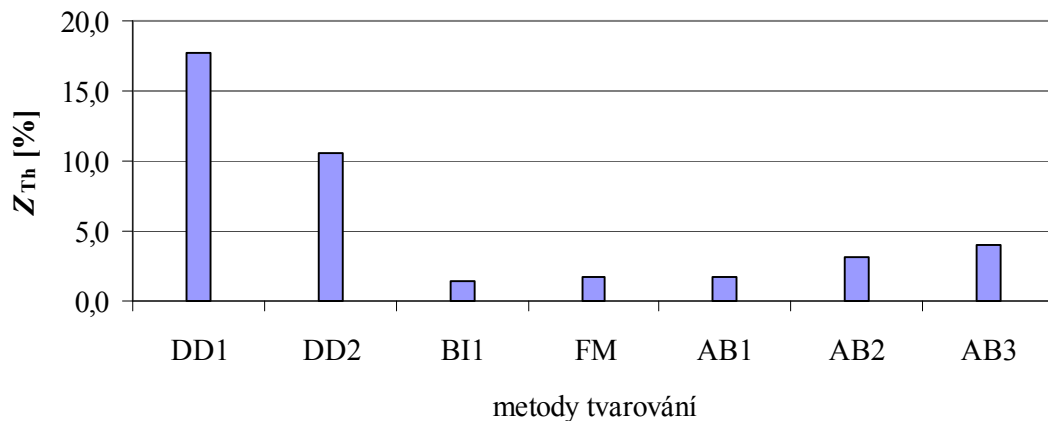
$L_3: \lambda = 635 \text{ nm}$



Obr. 7.11: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L_3 .

Na obr. 7.12 je graficky znázorněn parametr zvlnění pro laser L_3 . Výrazně malého parametru zvlnění optické intenzity dosahuje Top hat svazek tvarovaný pomocí metody svazkového integrátoru. Naopak tvarovaný Top hat pomocí difrakčního difusoru je silně zvlněný.

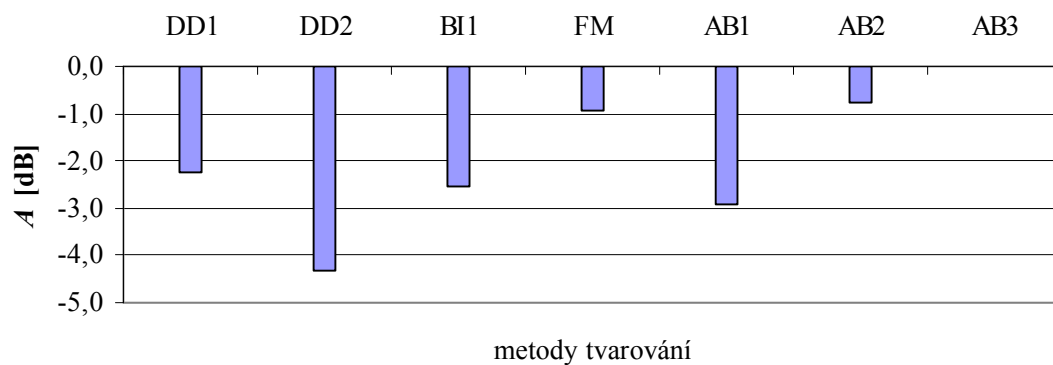
L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$



Obr. 7.12: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L3.

Útlum transformace Gaussova svazku na Top hat se nejméně opět projevuje u metod FM, AB2 a AB3. Důvody jsou stejné jako u použitých laserů L1 a L2.

L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$



Obr. 7.13: : Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L3.

7.4 Tvarování optického svazku z laseru L4

Posledním použitým laserem je polovodičový laser L4 s vlnovou délkou 670 nm. V tabulce tab. 7.8 jsou opět zaznamenány vzdálenosti jednotlivých prvků použitých pro tvarování tohoto laseru. Tab. 7.9 shrnuje naměřené a vypočítané hodnoty tvarovaných Top hat svazků. Intenzitní profily tvarovaných Top hat svazků jsou zaznamenány v příloze E.

Tab. 7.8: Rozložení tvarovacích prvků pro tvarování Gaussova svazku z L4.

L4: $\lambda = 670$ nm, $P_L = 0,45$ mW, $q_1 = 23,7$, $Z_G = 2,16$ %					
ozn.	Pořadí tvar. prvků	a [mm]	b_1 [mm]	b_2 [mm]	b_3 [mm]
DD1	L4, DD, C2, LBP	680	402	590	
BI	L4, LA, C2, LBP	680	112	614	
FM	L4,C1, C2, LBP	680	59	593	
AB1	L4,A1, LBP	680	670		
AB2	L4,A1_5, LBP	680	670		
AB3	L4,A2, LBP	680	670		

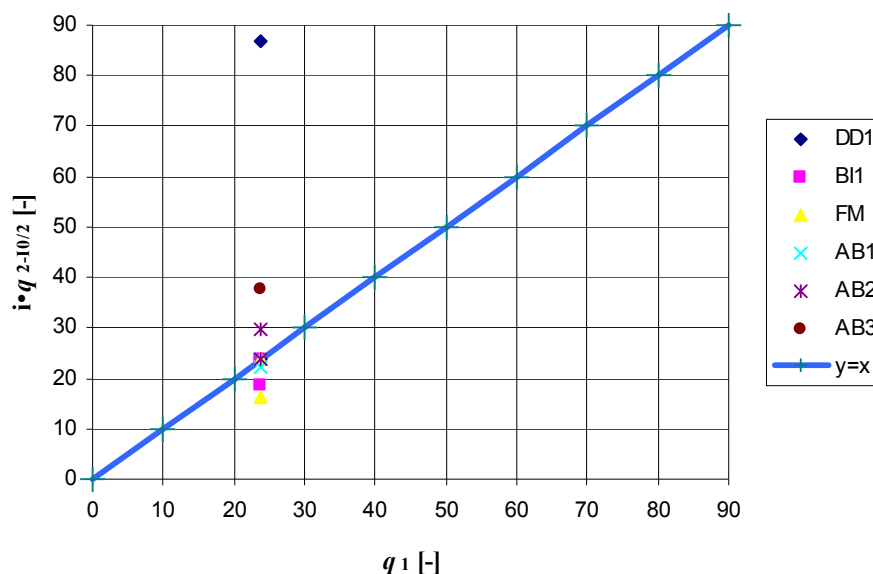
Tab. 7.9: Měřené a počítané parametry Top hat svazku pro L4.

L4: $\lambda = 670$ nm, $P_L = 0,45$ mW, $q_1 = 23,7$, $Z_G = 2,16$ %										
ozn.	$2W_x$ [μm]	$2W_y$ [μm]	I_0 [W/m ²]	P_L [mW]	P_{tvar} [mW]	A [dB]	$q_{2-10/2}$ [-]	$q_{2-\Delta/2}$ [-]	Z_{Th} [%]	Příl.
DD1	4354	2913	112	0,45	0,22	-3,11	86,9	87,4	14,3	D.2
BI	941	664	125	0,45	0,26	-2,38	18,5	20,2	2,4	D.3
FM	950	456	135	0,45	0,41	-0,40	16,4	17,2	2,5	D.4
AB1	896	838	118	0,45	0,23	-2,91	22,1	23,9	3,2	D.5
AB2	1547	1403	123	0,45	0,35	-1,09	29,7	38,3	4,0	D.6
AB3	1982	1843	145	0,45	0,4	-0,51	37,8	61,5	6,3	D.7

I přes relativně nekvalitní vstupní svazek z tohoto laseru ($q_1 = 23,7$) byly tvarované Top hat svazky celkem v dobré kvalitě. Jak je vidět na obr. 7.14 Top hat svazky FM a BI1 jsou pod hraniční přímkou $y = x$. To znamená, že kvalita tvarovaného svazku je vyšší než kvalita vstupního Gaussova svazku. Toto tvrzení je však potřeba brát s rezervou.

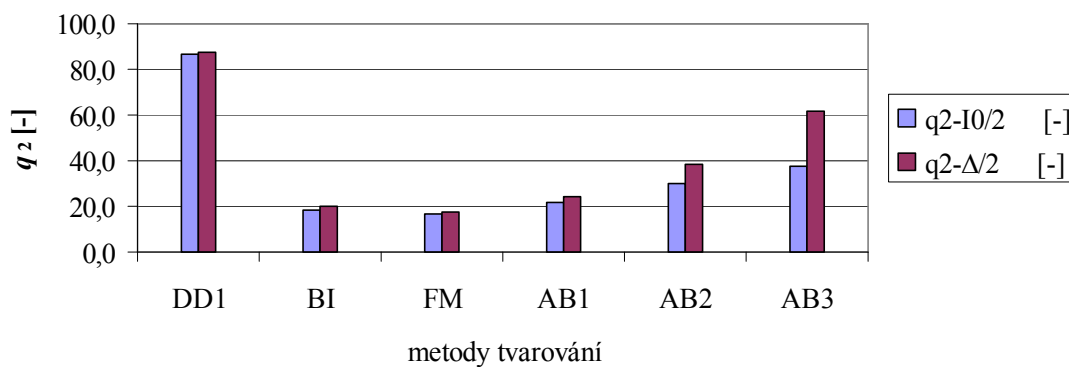
Komplexní parametr kvality transformace

$$L_4 - \lambda = 670 \text{ nm}$$



Obr. 7.14: Komplexní parametr kvality transformace pro L4.

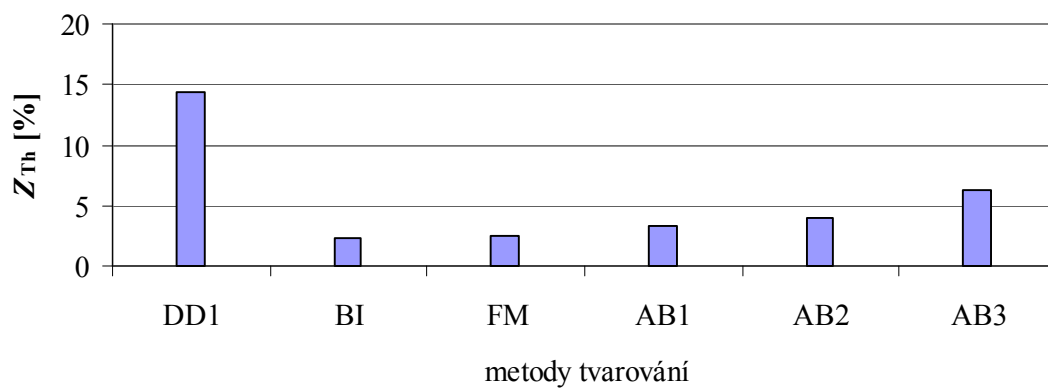
L4: $\lambda = 670 \text{ nm}$



Obr. 7.15: Závislost parametru kvality q_2 na metodě tvarování Gaussova svazku L4.

Na obr. 7.16 je viditelné, že tyto Top hat svazky mají také celkem nízký parametr zvlnění. Výjimkou je opět svazek tvarovaný pomocí difrakčního difuséru, který je po celé ploše svazku zvlněný. Výchyly optické intenzity však nejsou velké.

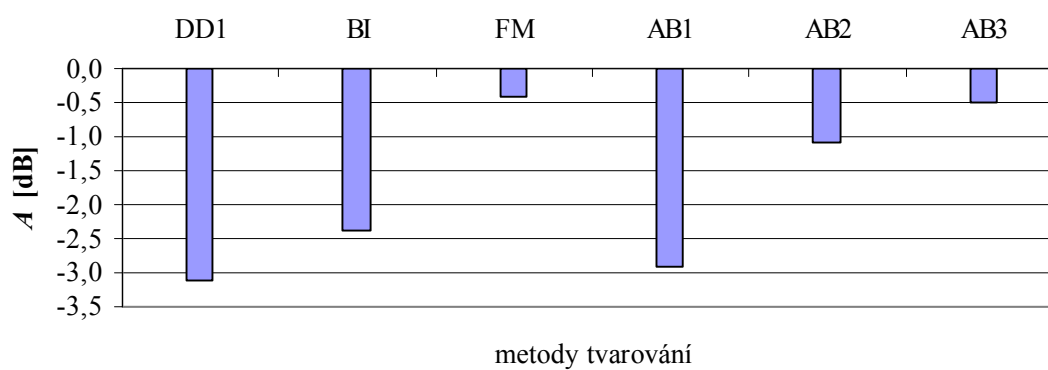
L4: $\lambda = 670 \text{ nm}$



Obr. 7.16: Závislost parametru zvlnění Z_{Th} na metodě tvarování Gaussova svazku L4.

Z hlediska útlumu Top hat svazků jsou metody opět v podobném pořadí kvality jako u předchozích použitých laserů. To je viditelné na obr. 7.17.

L4: $\lambda = 670 \text{ nm}$



Obr. 7.17: : Závislost útlumu optického výkonu tvarovací optiky na metodě tvarování Gaussova svazku L4.

ZÁVĚR

Diplomová práce se zabývá problematikou tvarování optických svazků. Jak bylo již v úvodu napsáno, tvarované Top hat svazky mají široké využití v různých průmyslových odvětvích. Tato práce je zaměřena na Top hat svazky vhodné pro bezkabelové optické spoje. Top hat svazek se vyznačuje tím, že má rovnoměrné rozložení optické intenzity.

V první části práce jsou popsány jednotlivé typy optických svazků. Nejzákladnějším a nejvyužívanějším typem je Gaussův svazek. Tento svazek byl matematicky vyjádřen z paraxiální Helmholtzovy rovnice. Dále práce popisuje jednotlivé vlastnosti a parametry Gaussova svazku. Pozornost je také věnována dalším druhům optických svazků například svazku typu Top hat, okrajovým a středovým svazkům, Hermiteovskému - Gaussovskému svazku, a dalším.

V práci jsou popsány základní metody vhodné pro tvarování laserového optického svazku s Gaussovským rozložením optické intenzity na Top hat svazek. Čtyři tyto metody byly ověřeny na sestaveném experimentálním pracovišti. První navrženou metodou pro tvarování je metoda využívající průchodu Gaussova svazku otvorem určitého průměru. Byl zkoušen průchod svazku otvorem o průměru 1, 1,5 a 2 mm. Další metodou je takzvaný field mapping, kde se využívá průchodu Gaussova svazku soustavou čoček. Metoda s relativně dobrými výsledky je metoda nazývaná jako svazkový integrátor, která k tvarování využívá pole mikročoček (tzv. Lenslet array). A poslední metodou je difrakční difusér. Tato metoda se ukázala jako nevýhodnější.

Pro vyhodnocení kvality vstupních Gaussových svazků a tvarovaných Top hat svazků byl v prostředí Matlab vytvořen vyhodnocovací program. Pomocí tohoto programu byla porovnávána kvalita tvarovaných svazků. Pro vyšší přesnost vyhodnocení bylo tvarování svazků prováděno se čtyřmi lasery a u některých metod i pro různé vzdálenosti a pořadí jednotlivých optických prvků, které daná metoda využívala.

První zmiňovaná metoda využívající průchodu Gaussova svazku otvorem určitého průměru se nečekaně ukázala jako celkem dobrá a jednoduchá alternativa. Je však zapotřebí, pro kvalitní Top hat svazek, zvolit vhodný průměr otvoru vzhledem k šířce vstupního svazku. Takže negativem této metody je to, že pro kvalitní Top hat svazek musíme zvolit co nejmenší otvor a tím bude mít výsledný Top hat svazek menší optický výkon.

Metoda field mapping vykazovala asi nejhorších výsledků tvarování Top hat svazku. Bylo to nejspíše způsobeno omezeným výběrem používaných čoček. Tvarovaný svazek se tvarem blížil spíše k vstupnímu Gaussově svazku než k Top hat svazku.

Zajímavým řešením se ukázala metoda svazkového integrátoru, využívající pole mikročoček. Top hat svazek tvarovaný touto metodou má náběžné hrany optické intenzity blížící se ideálním. Nevýhodou svazkového integrátoru jsou velké špičky optické intenzity na „čele“ Top hat svazku. Jednou z nevýhod je také vysoká pořizovací cena pole mikročoček.

Nejvýhodnější metodou je použití difrakčního difuséru. Tato metoda je nejlepším kompromisem mezi navrženými metodami. Tvarování touto metodou je celkem snadné a dosahuje dobrých výsledků. Náběžné hrany optické intenzity sice nemá strmé jako u svazkového integrátoru, ale nežádané špičky optické intenzity jsou jen nepatrné amplitudy. Pořizovací cena Top hat difrakčního difuseru je oproti poli mikročoček

přibližně třetinová.

Je nutné podotknout, že tvarování Gaussova svazku na Top hat svazek bylo ovlivněno mnoha vlivy, které snižovali kvalitu měření tvarovaných svazků. Mezi tyto vlivy je nutné zařadit působení okolního světla na optický snímač, kterým byl tvarovaný svazek přenášén do PC, dále pak například omezený výběr používaných čoček.

LITERATURA

- [1] SALEH, B. E. A. *Základy fotoniky*. 1. vyd. Praha: Matfyzpress, 1995, 226 s. ISBN 80-85863-05-7
- [2] WILFERT, O. *Optoelektronika*. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2002. 120 s. ISBN 80-214-2264-5
- [3] *Tophat beam* [online]. In Wikipedia, the free encyclopedia, 2009. [cit. 2010-09-10]. Dostupné na www: < http://en.wikipedia.org/wiki/Tophat_beam >
- [4] DORDOVÁ, L. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra*. Brno: FEKT VUT v Brně, 2009. 137 s.
- [5] ZEMAX. *How to Design a Gaussian to Top-Hat Beam Shaper* [online], 2010. [cit. 2010-11-08]. Dostupné na www: < <http://www.zemax.com/kb/articles/139/1/How-to-Design-a-Gaussian-to-Top-Hat-Beam-Shaper/Page1.html> >
- [6] WILFERT, O. *Optická komunikace laserovými svazky: současnost a perspektivy* [online]. Odborný seminář, FEKT VUT v Brně, 2007, 57 s. [cit. 2010-11-08]. Dostupné na www: < http://www.urel.feec.vutbr.cz/web_documents/seminare/Prezentace_opticke_kom_07.pdf >
- [7] *Ultrafialové záření* [online]. Wikipedie, otevřená encyklopedie, 2010. [cit. 2010-11-08]. Dostupné na www: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Ultrafialové_záření>
- [8] *Infračervené záření* [online]. Wikipedie, otevřená encyklopedie, 2010. [cit. 2010-12-05]. Dostupné na www: < http://cs.wikipedia.org/wiki/Infračervené_záření >
- [9] DICKEY, F. M., WEICHMAN, L. S., SHAGAM R. N. *Laser Beam Shaping Techniques* [online]. [cit. 2010-12-05]. Dostupné na www: <http://www.osti.gov/bridge/purl.cover.jsp;jsessionid=45A7CFD2E5406B3C447DC402A95B2024?purl=/752659-XCTOTP/webviewable/>>
- [10] DICKEY, F. M., HOLSWADE, S. C. *Laser beam shaping : theory and techniques*. New York: Marcel Dekker, 2000. 428 s. ISBN 08-247-0398-7
- [11] *Circle Pattern Diffuser* [online]. Katalogový list, Thorlabs. [cit. 2011-04-02]. Dostupné na www: <<http://www.thorlabs.de/catalogpages/v20/760.pdf>>
- [12] *Měření ohniskové vzdálenosti čočky* [online]. [cit. 2011-04-10]. Dostupné na www: <<http://fyzika.ft.utb.cz/ucebni/fyzika2/lab/03optika1.doc>>
- [13] *Laser Beam Profiler* [online]. Katalogový list, Newport. [cit. 2011-04-10]. Dostupné na www: <<http://www.newport.com/Laser-Beam-Profiler/318103/1033/catalog.aspx>>
- [14] ŠULC, A. *Lasery a jejich aplikace* [online]. [cit. 2011-04-10] Dostupné na www: <<http://www.plslaser.cz/pdf/lasery.pdf>>.
- [15] KUBĚNA, J. *Aplikovaná optika I* [online]. Brno: Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity. [cit. 2011-04-23] Dostupné na www: <<http://med.muni.cz/ocnipek/aplikoptl.ppt>>
- [16] BOUCHAL, Z. *Svazková optika* [online]. Přednáška, Univerzita Palackého v Olomouci. [cit. 2011-04-23]. Dostupné na www: <http://optics.upol.cz/userfiles/file/OPT_SO.pdf>
- [17] *Čočka (optika)* [online]. Wikipedie, otevřená encyklopedie, 2011. [cit. 2011-04-23]. Dostupné na www: < [http://cs.wikipedia.org/wiki/Čočka_\(optika\)](http://cs.wikipedia.org/wiki/Čočka_(optika)) >
- [18] GÁBORA, C. *Tvarování vyzařovací charakteristiky optického vysílače* [online]. Diplomová práce, VUT Brno. Dostupné na www: <http://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=26522>

- [19] Šulc, J. *Průmyslové aplikace laserových systémů* [online]. [cit. 2011-05-03]. Dostupné na www: <<http://www.plslaser.cz/pdf/prumysl.pdf>>
- [20] *Microlens Arrays* [online]. Katalogový list, Thorlabs. [cit. 2011-05-03]. Dostupné na www: <<http://www.thorlabs.de/catalogpages/v20/670.pdf>>

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

a	délka hlavní poloosy elipsy
$a(r)$	amplituda
AB1 – AB3	zkratka – apertured beams - metoda tvarování - průchod svazku aperturou.
A	optická intenzita Top hat svazku
$A(r)$	modulovaná komplexní obálka
$A_{l,m}$	konstanta
b	vedlejší poloosa elipsy
BI1 – BI3	zkratka - beam integrátor – označení metody svazkový integrátor
β	parametr (souvisí s principem neurčitosti)
c	rychlost světla ve vakuu
C1 – C4	označení čoček
d, D	průměr kruhu
DD1 – DD3	zkratka – difrakčních difusérů
Δx	sférická aberace
exp	exponent
f	ohnisková vzdálenost
F	ohnisko
FM	zkratka - metoda tvarování Field mapping.
φ	fáze vlny
G_1	Hermietova / Gaussova funkce
H_1	Hermiteův polinom
h	Planckova konstanta
h_1, h_2	výška vrchlíku čoček
∇^2	Laplaceův operátor
$I(0,z)$	optická intenzita v ose svazku
$I(r), I$	optická intenzita
I_0	optická intenzita ve středu svazku
j	imaginární jednotka
$\mathbf{k}$	vlnový vektor
k	vlnové číslo
$L_1 - L_4$	označení pro lasery
LA	zkratka - lenslet array – pole mikročoček
LBP	zkratka – Laser beam profiler – optický detektor pro snímání optického svazku
LD	zkratka - laserová dioda
λ	vlnová délka
n	index lomu
P	optický výkon
P_{id-Th}	optický výkon ideálního Top hat svazku
P_L	měřený optický výkon Gaussova optického svazku v místě LBP
$P_{měř}$	měřený optický výkon
P_{tvar}	měřený výkon Top hat optického svazku v místě LBP
Π	Ludolfovo číslo
ζ	Fázové zpoždění na ose Gaussovského svazku
θ_0	úhel divergence

q_1, q_2	komplexní parametr kvality transformace
$q(z)$	komplexní parametr Gaussovského svazku
$\mathbf{r}$	funkce polohy
r	vzdálenost (poloměr)
R	maximální šířka Top hat svazku
R_1, R_2	poloměr křivosti čočky
$R(z)$	poloměr křivosti Gaussovského svazku
ρ^2	radiální vzdálenost v cylindrické souřadné soustavě
ρ_0	poloměr svazku
S	šířka Top hat svazku
Σ	vlnoplocha
t	čas
v	frekvence optického záření
$u(\mathbf{r}, t)$	vlnová funkce optického vlnění
$U(r)$	komplexní amplituda monochromatické optické vlny
$W(z)$	pološířka svazku
W	pološířka svazku
W_y	pološířka svazku ve vertikální rovině
W_x	pološířka svazku v horizontální rovině
W_0	pološířka svazku v krčku
ξ	fázový posun
x, y, z	kartézské souřadnice
x, y	rozměry jednoho pixelu LBP
y_0	pološířka transformovaného svazku
z_0	Rayleighova vzdálenost
Z_G	parametr zvlnění optické intenzity Gaussova svazku
Z_{Th}	parametr zvlnění optické intenzity Top hat svazk

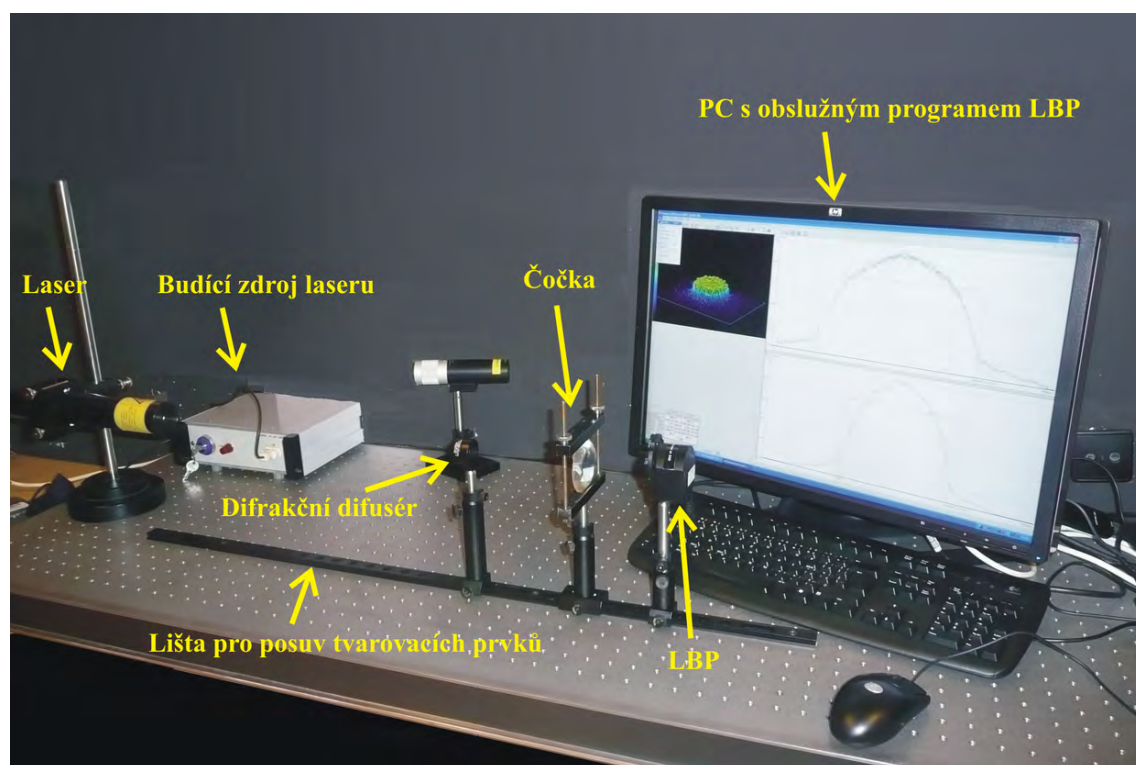
SEZNAM PŘÍLOH

A	Fotografické přílohy	68
A.1	Pohled na experimentální pracoviště pro tvarování laserového svazku.....	68
B	Laser L1	69
B.1	Laser L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $P_L = 2,6 \text{ mW}$, $W_x = 534 \text{ }\mu\text{m}$, $W_y = 577 \text{ }\mu\text{m}$	69
B.2	Tvarovaný svazek z L1 metodou difrakční difusér - DD1	70
B.3	Tvarovaný svazek z L1 metodou svazkový integrátor - BI3	72
B.4	Tvarovaný svazek z L1 metodou field mapping - FM	73
B.5	Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1	75
B.6	Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2	76
B.7	Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3	78
C	Laser L2	80
C.1	Laser L2: $\lambda = 543,5 \text{ nm}$, $P_L = 0,4 \text{ mW}$, $W_x = 530 \text{ }\mu\text{m}$, $W_y = 573 \text{ }\mu\text{m}$	80
C.2	Tvarovaný svazek z L2 metodou difrakční difusér - DD2.....	81
C.3	Tvarovaný svazek z L2 metodou svazkový integrátor -BI2	83
C.4	Tvarovaný svazek z L2 metodou field mapping - FM	84
C.5	Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1	86
C.6	Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2	87
C.7	Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3	89
D	Laser L3	91
D.1	Laser L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$, $P_L = 1,22 \text{ mW}$, $W_x = 1222 \text{ }\mu\text{m}$, $W_y = 373 \text{ }\mu\text{m}$	91
D.2	Tvarovaný svazek z L3 metodou difrakční difusér – DD2	92
D.3	Tvarovaný svazek z L3 metodou svazkový integrátor – BI1	94
D.4	Tvarovaný svazek z L3 metodou field mapping – FM	95
D.5	Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1	97

D.6	Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2	98
D.7	Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3	99
E	Laser L4	101
E.1	Laser L4: $\lambda = 670$ nm, $P_L = 0,45$ mW, $W_x = 1344$ μ m, $W_y = 511$ μ m	101
E.2	Tvarovaný svazek z L4 metodou difrakční difusér - DD.....	102
E.3	Tvarovaný svazek z L4 metodou svazkový integrátor – BI.....	104
E.4	Tvarovaný svazek z L4 metodou field mapping - FM.....	105
E.5	Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1	107
E.6	Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2	108
E.7	Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3	110

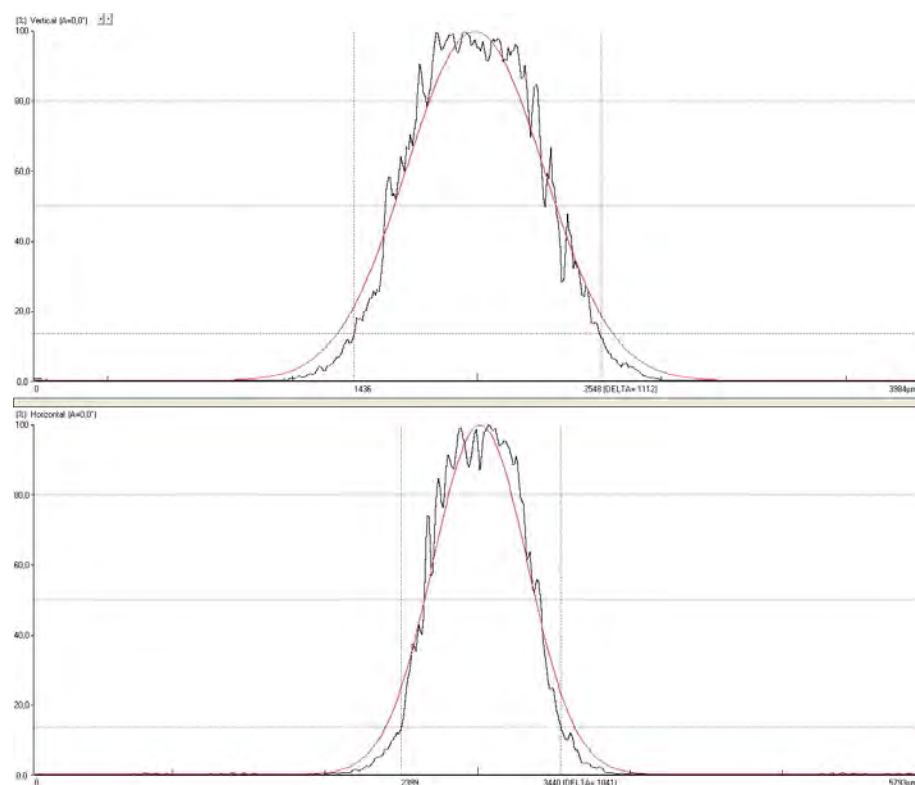
A FOTOGRAFICKÉ PŘÍLOHY

A.1 Pohled na experimentální pracoviště pro tvarování laserového svazku.

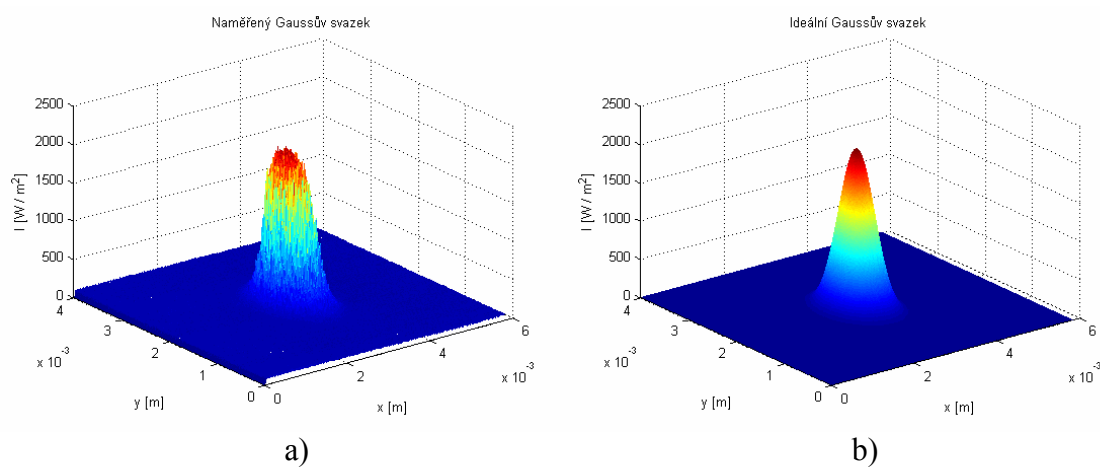


B LASER L1

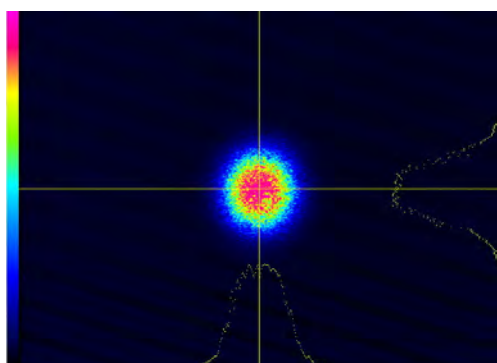
B.1 Laser L1: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $P_L = 2,6 \text{ mW}$, $W_x = 534 \mu\text{m}$, $W_y = 577 \mu\text{m}$



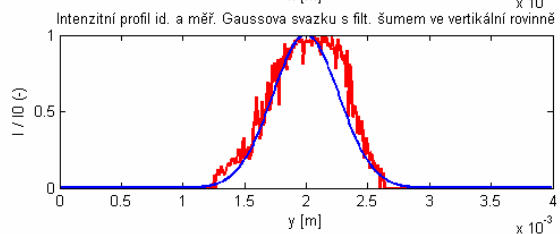
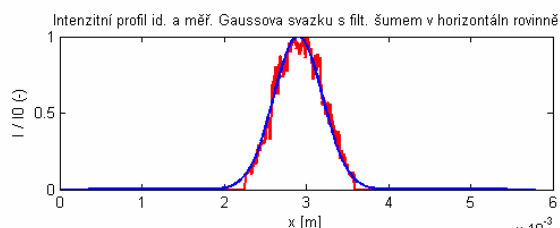
Obr.B.1.1: Intenzitní profil Gaussova svazku (L1) z obslužného programu LBP.



Obr.B.1.2: 3D zobrazení Gaussova svazku (L1) - a) měřený optický svazek, b) ideální optický svazek.



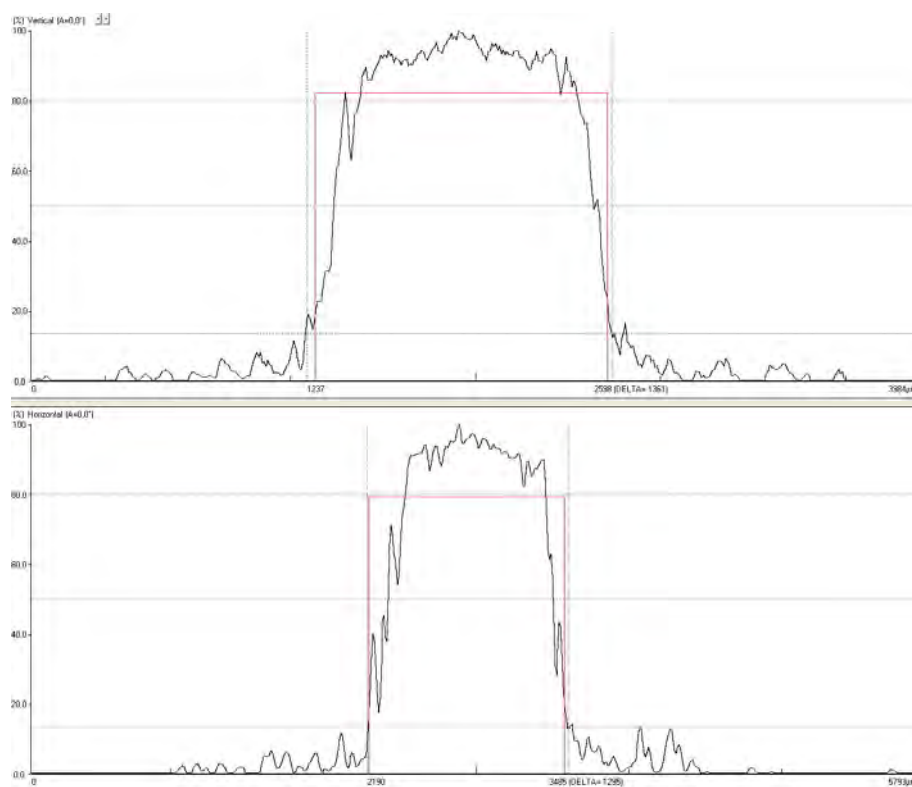
a)



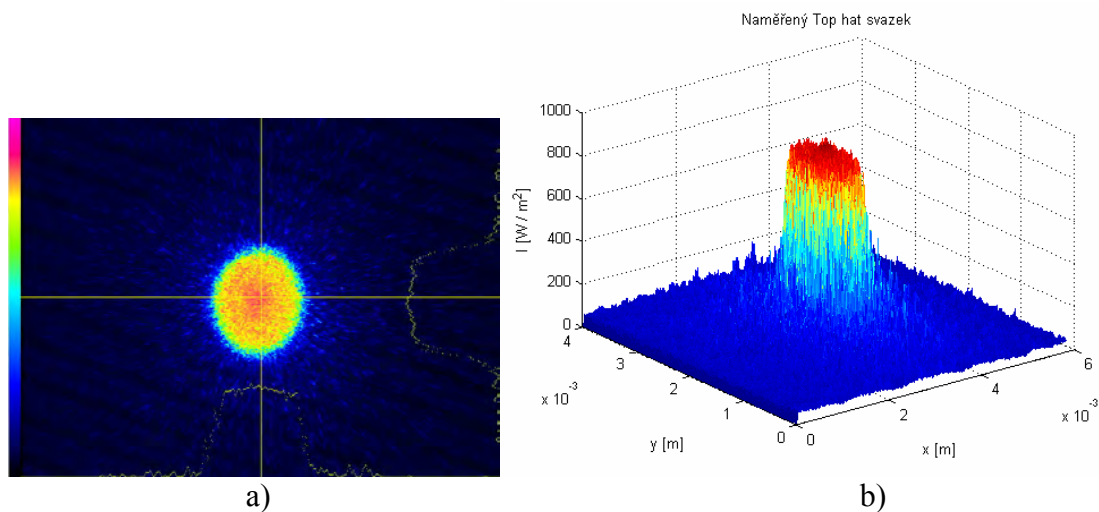
b)

Obr.B.1.3: a) Stopa Gaussova svazku z obslužného programu LBP (L1), b) Intenzitní profil Gaussova svazku (L1) - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh).

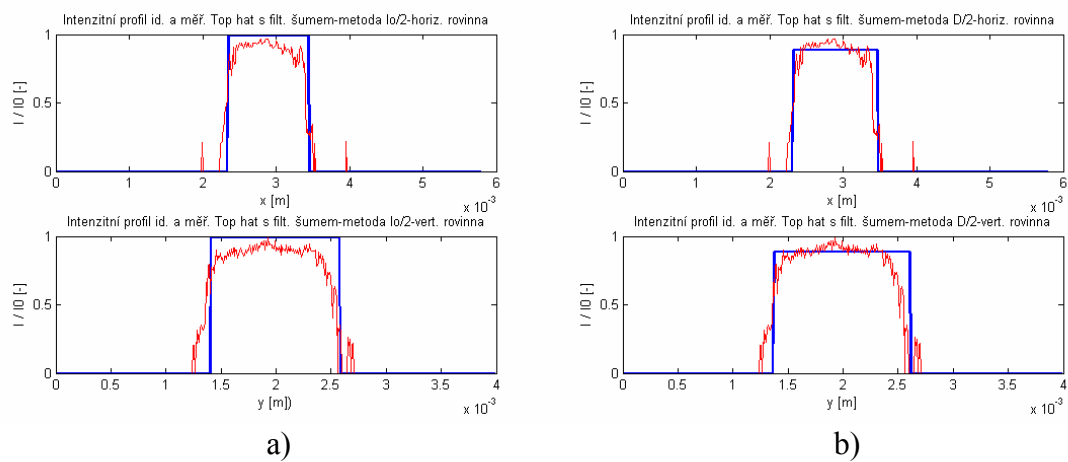
B.2 Tvarovaný svazek z L1 metodou difrakční difusér - DD1



Obr.B.2.1: Intenzitní profil Top hat svazku (DD1) z obslužného programu LBP - $W_x = 648 \mu\text{m}$, $W_y = 681 \mu\text{m}$.

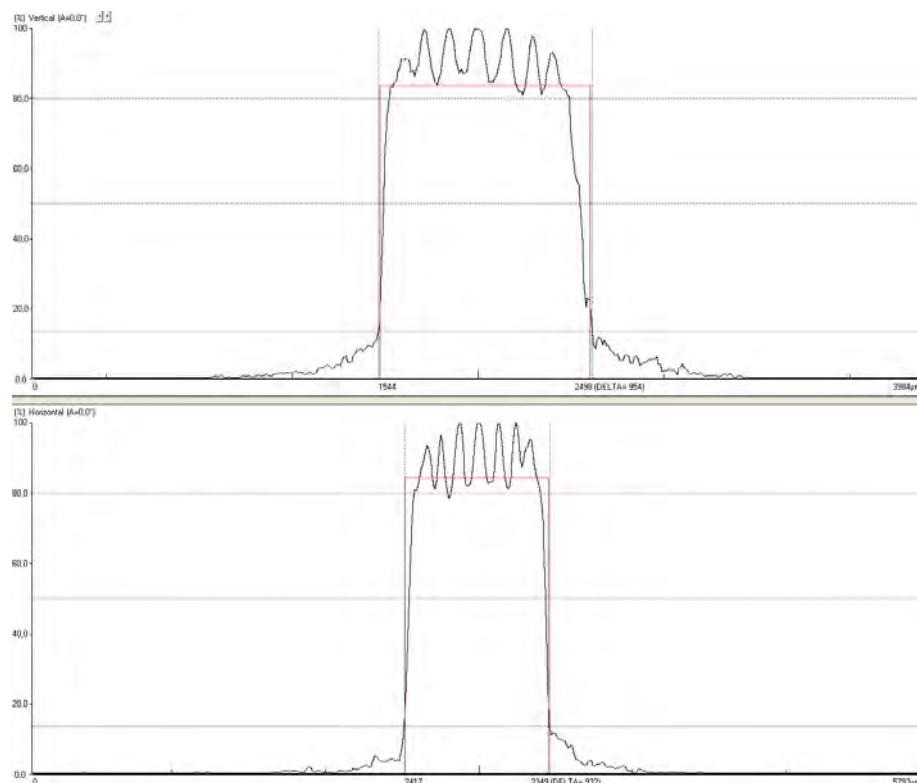


Obr.B.2.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

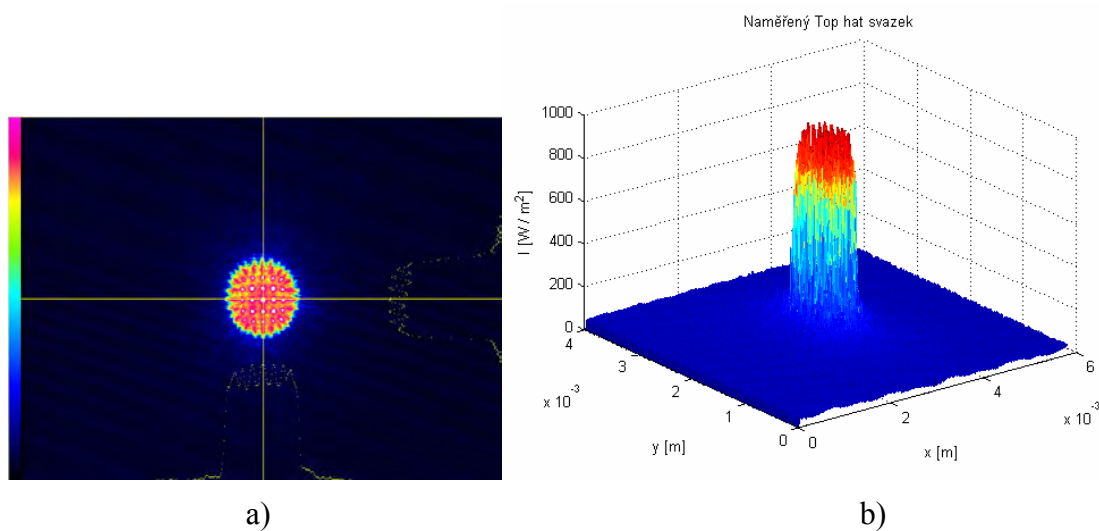


Obr.B.2.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

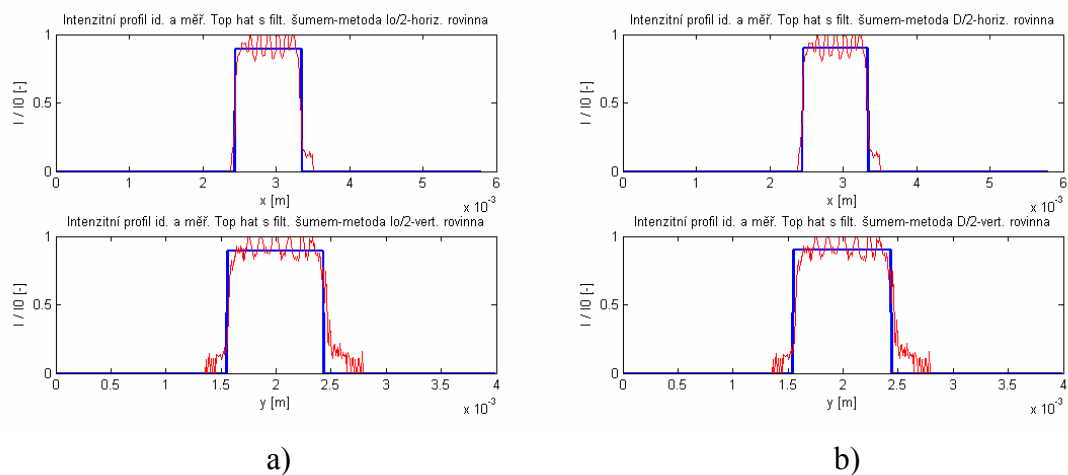
B.3 Tvarovaný svazek z L1 metodou svazkový integrátor - BI3



Obr.B.3.1: Intenzitní profil Top hat svazku (BI3) z obslužného programu LBP - $W_x = 466 \mu\text{m}$, $W_y = 477 \mu\text{m}$.

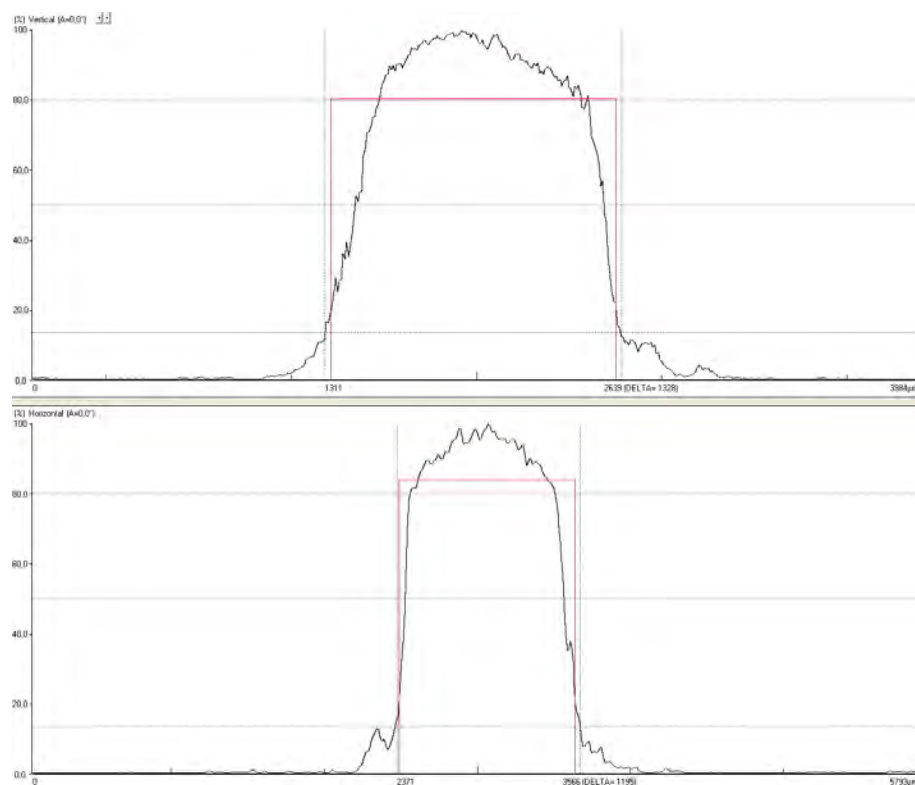


Obr.B.3.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

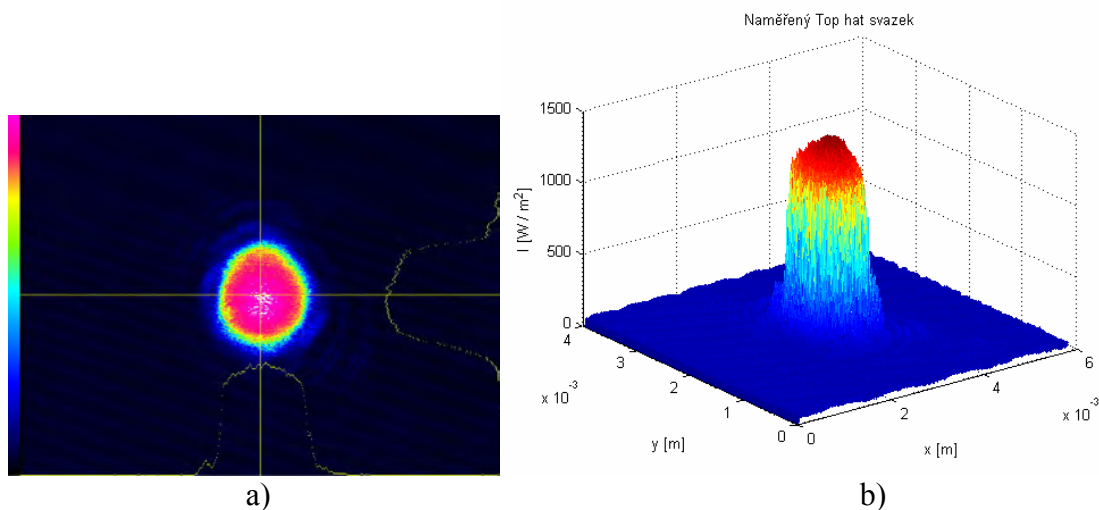


Obr.B.3.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svaz ku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

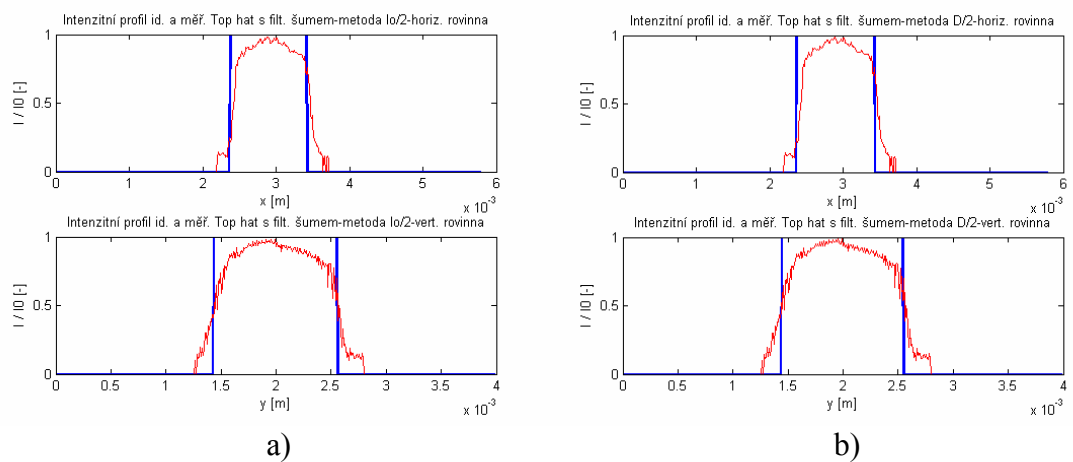
B.4 Tvarovaný svazek z L1 metodou field mapping - FM



Obr.B.4.1: Intenzitní profil Top hat svazku (FM) z obslužného programu LBP - $W_x = 598 \mu\text{m}$, $W_y = 664 \mu\text{m}$.

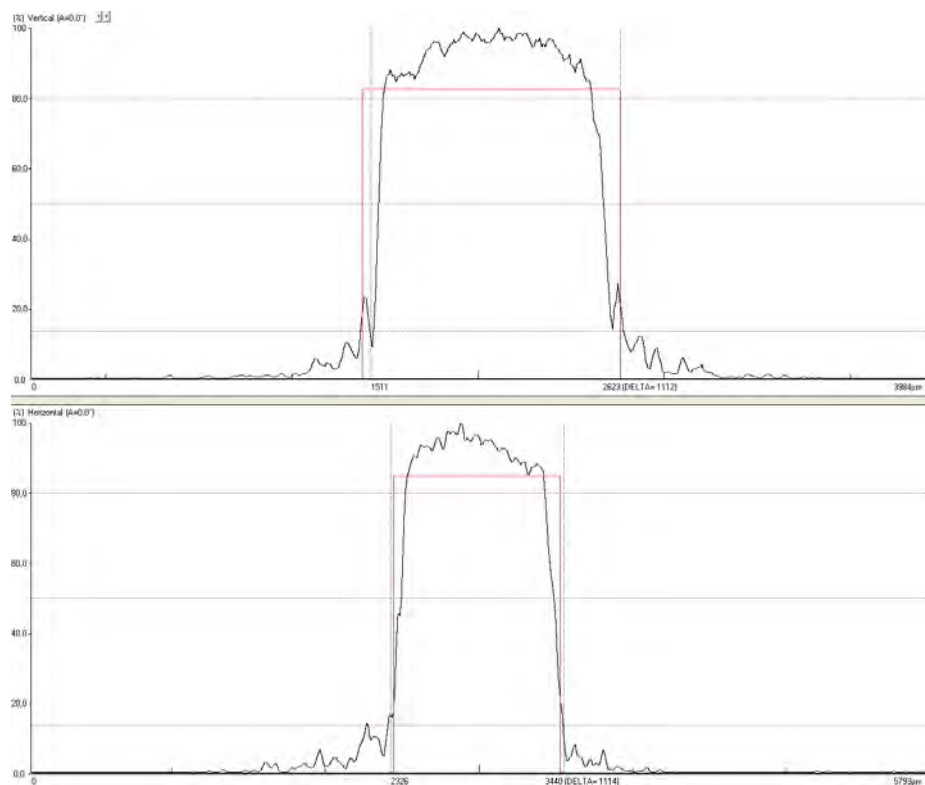


Obr.B.4.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

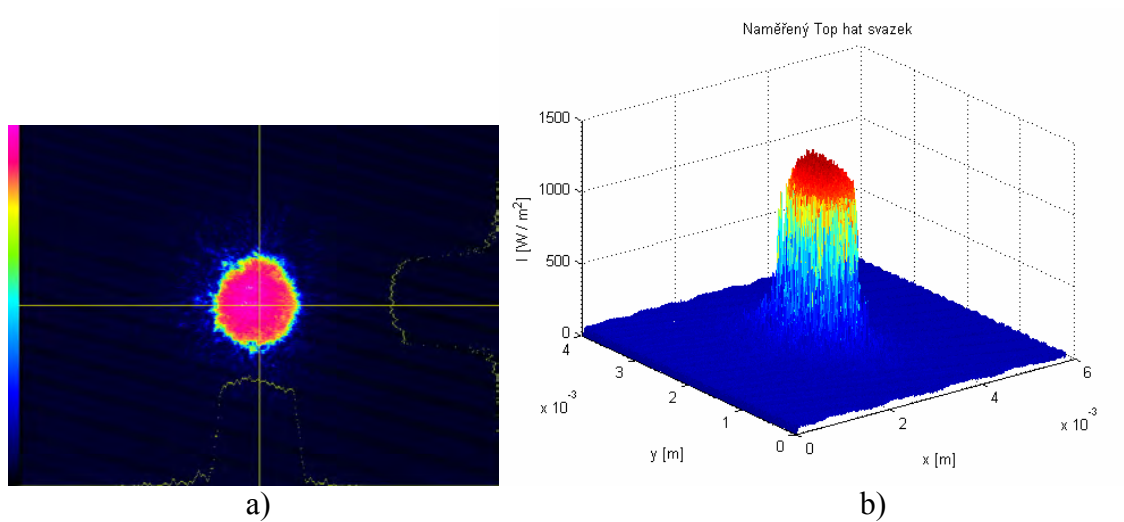


Obr.B.4.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

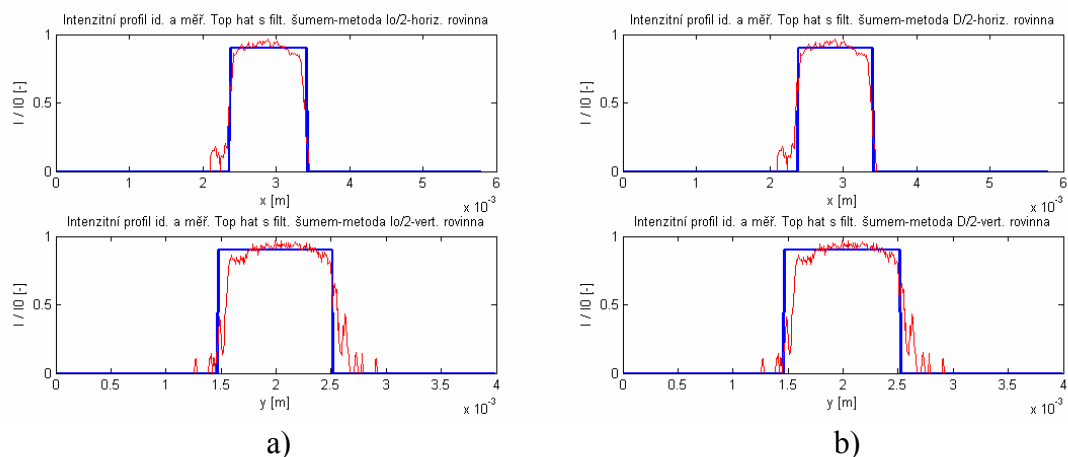
B.5 Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1



Obr.B.5.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB1) z obslužného programu LBP - $W_x = 557 \mu\text{m}$, $W_y = 556 \mu\text{m}$.

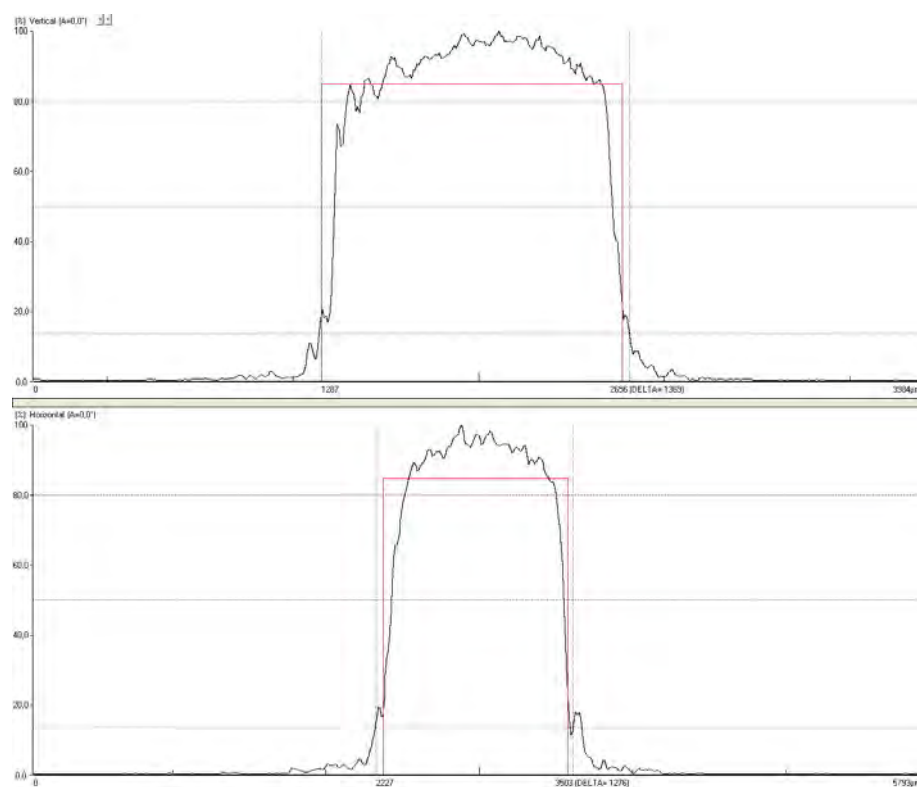


Obr.B.5.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

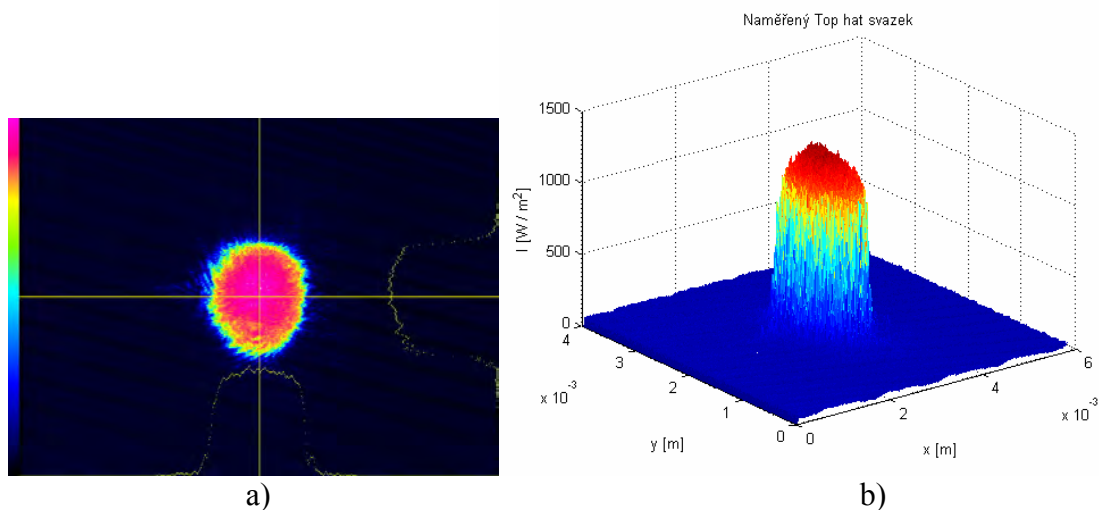


Obr.B.5.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

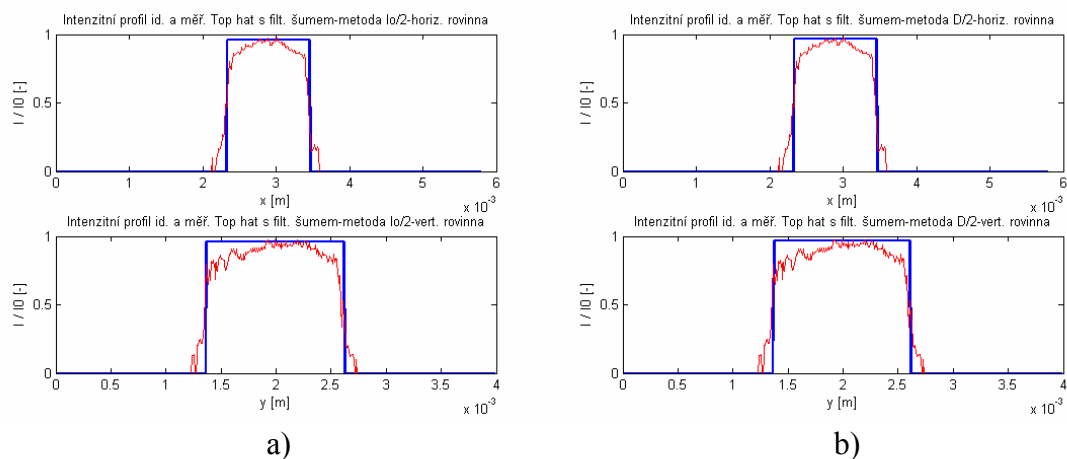
B.6 Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2



Obr.B.6.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB2) z obslužného programu LBP - $W_x = 638 \mu\text{m}$, $W_y = 685 \mu\text{m}$.

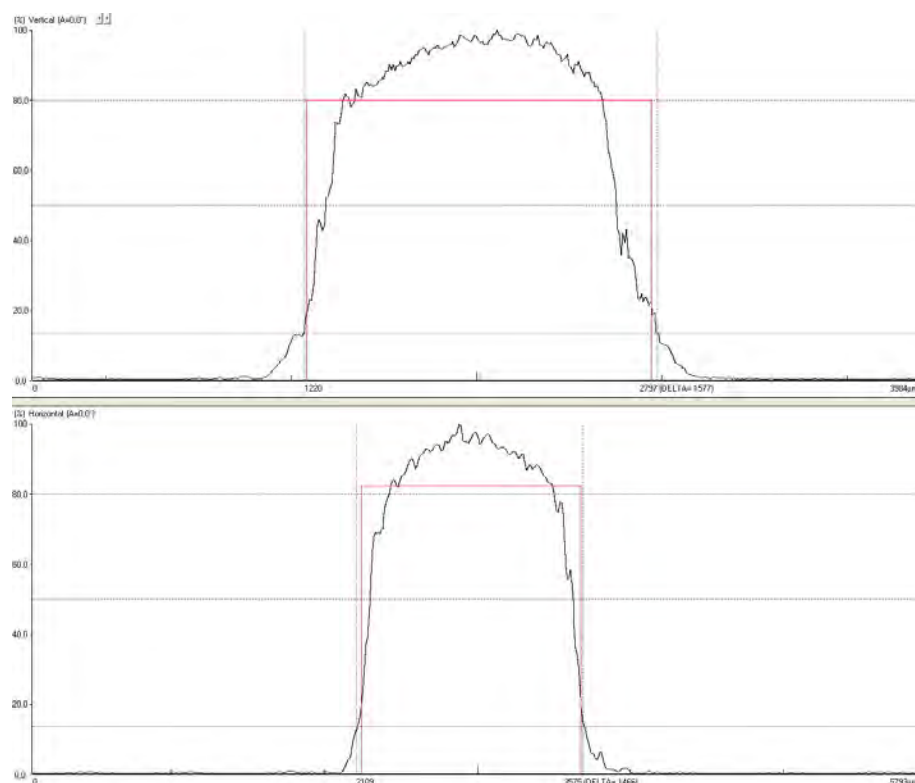


Obr.B.6.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

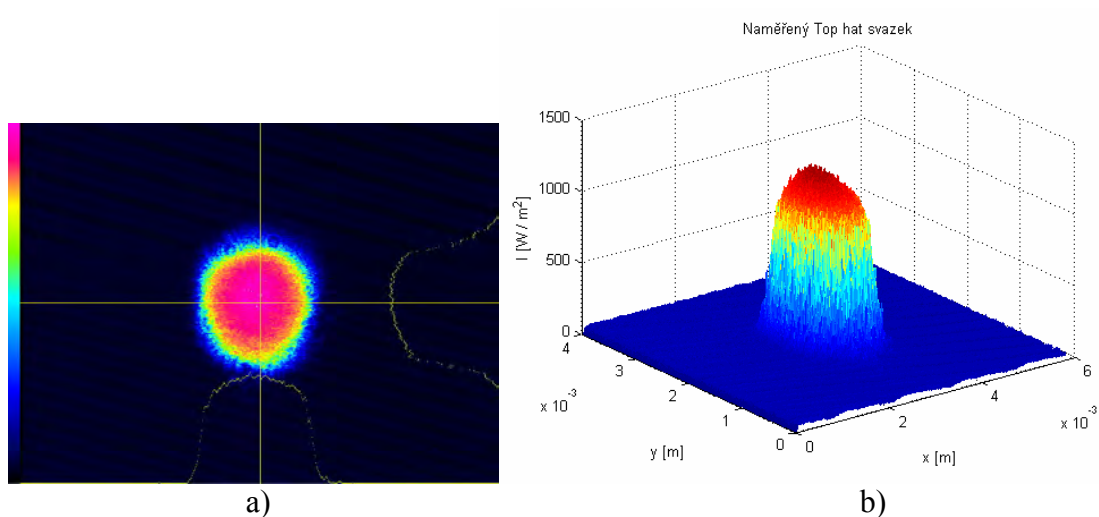


Obr.B.6.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

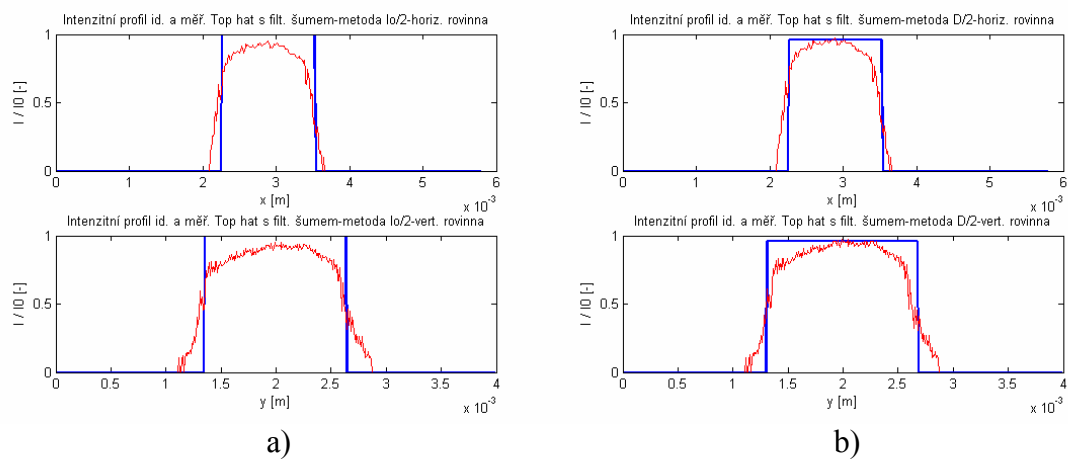
B.7 Tvarovaný svazek z L1 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3



Obr.B.7.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB3) z obslužného programu LBP - $W_x = 733 \mu\text{m}$, $W_y = 789 \mu\text{m}$.



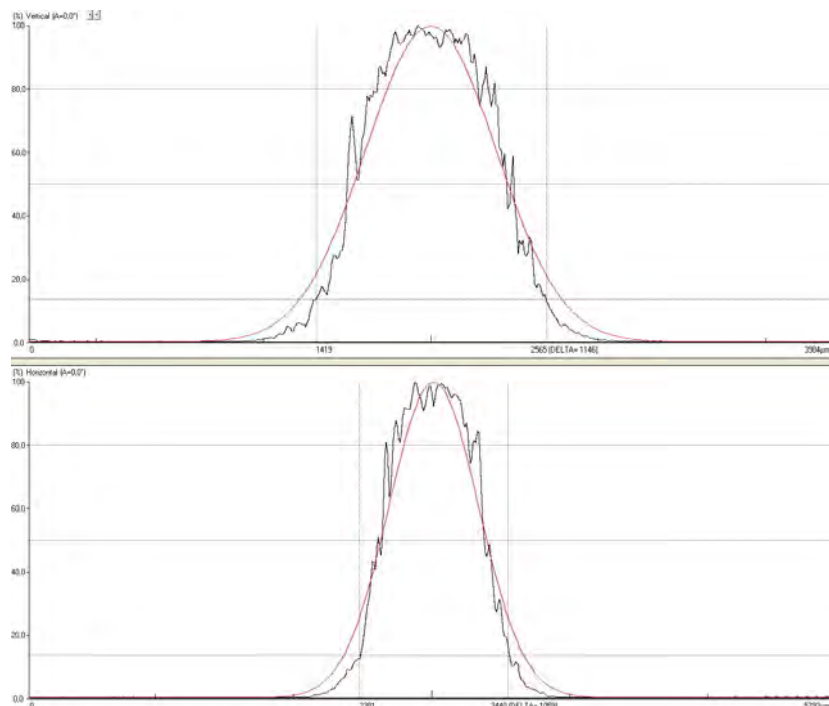
Obr.B.7.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.



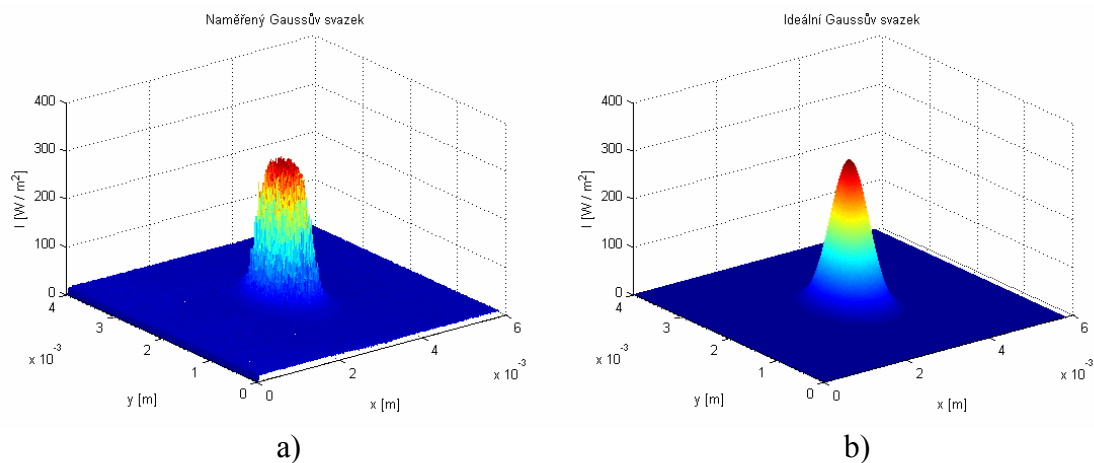
Obr.B.7.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

C LASER L2

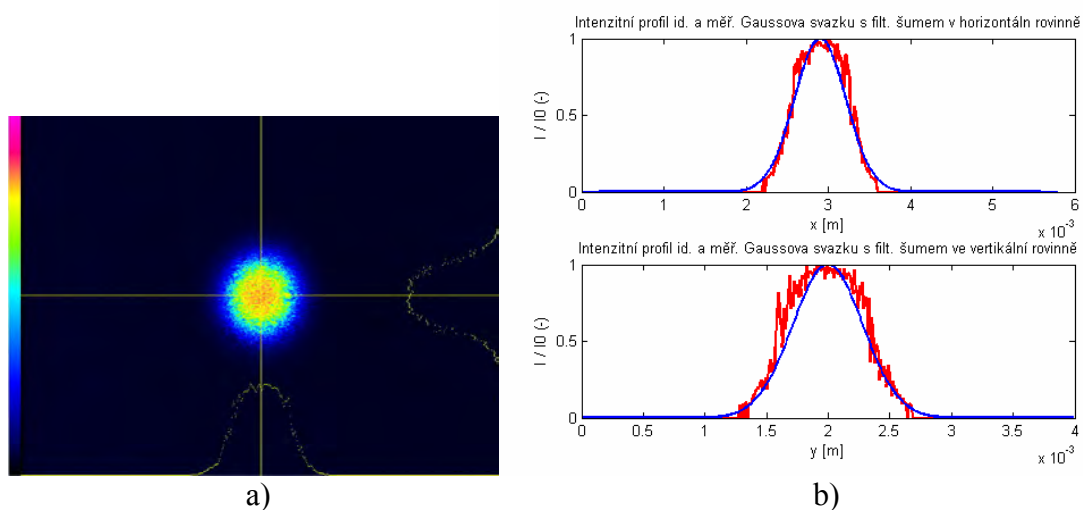
C.1 Laser L2: $\lambda = 543,5 \text{ nm}$, $P_L = 0,4 \text{ mW}$, $W_x = 530 \text{ }\mu\text{m}$, $W_y = 573 \text{ }\mu\text{m}$



Obr.C.1.1: Intenzitní profil Gaussova svazku (L2) z obslužného programu LBP.

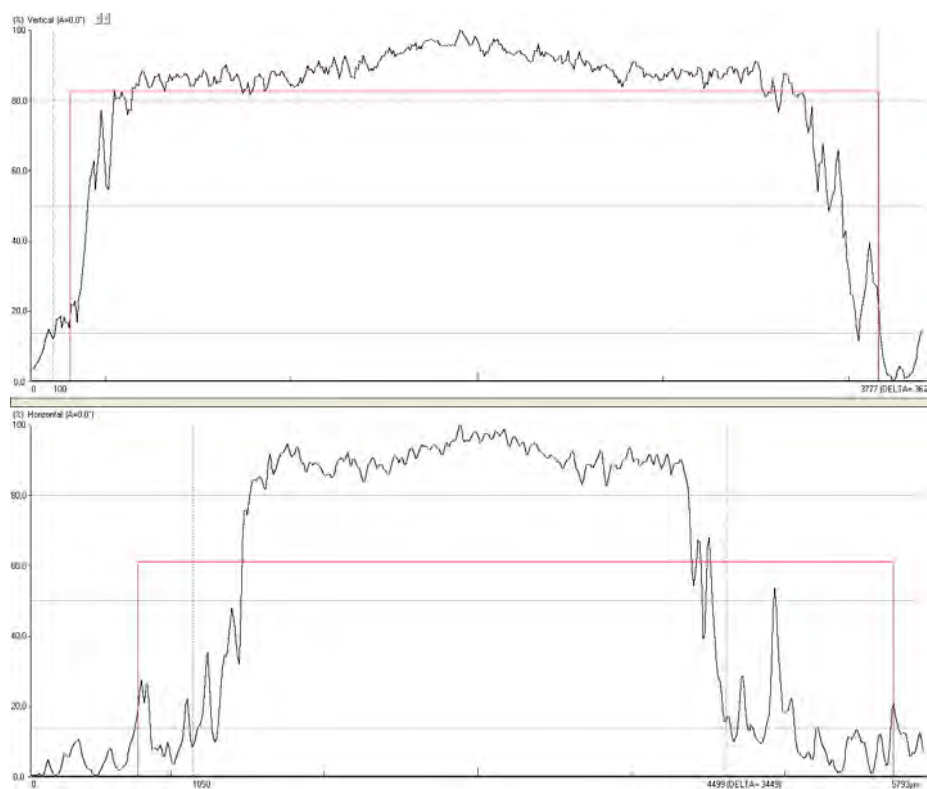


Obr.C.1.2: 3D zobrazení Gaussova svazku (L2) - a) měřený optický svazek, b) ideální optický svazek.

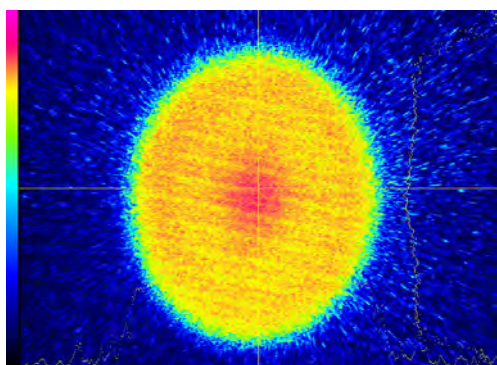


Obr.C.1.3: a) Stopa Gaussova svazku z obslužného programu LBP (L2), b) Intenzitní profil Gaussova svazku (L2) - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh).

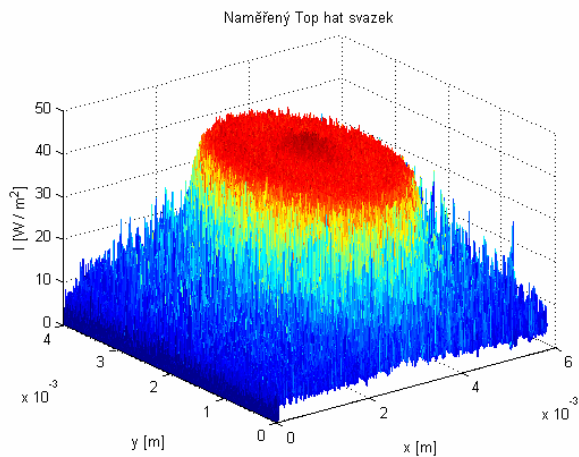
C.2 Tvarovaný svazek z L2 metodou difrakční difusér - DD2



Obr.C.2.1: Intenzitní profil Top hat svazku (DD2) z obslužného programu LBP - $W_x = 1725 \mu\text{m}$, $W_y = 1839 \mu\text{m}$.

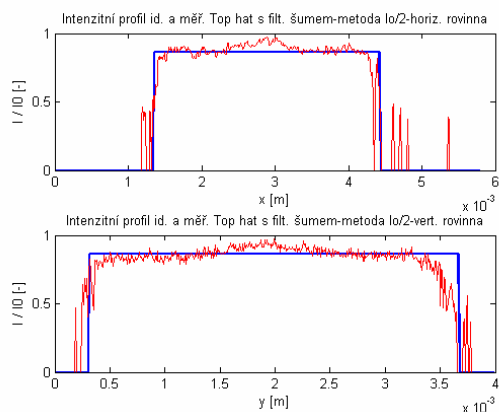


a)

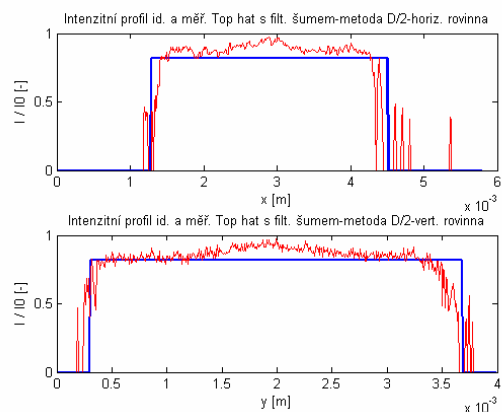


b)

Obr.C.2.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.



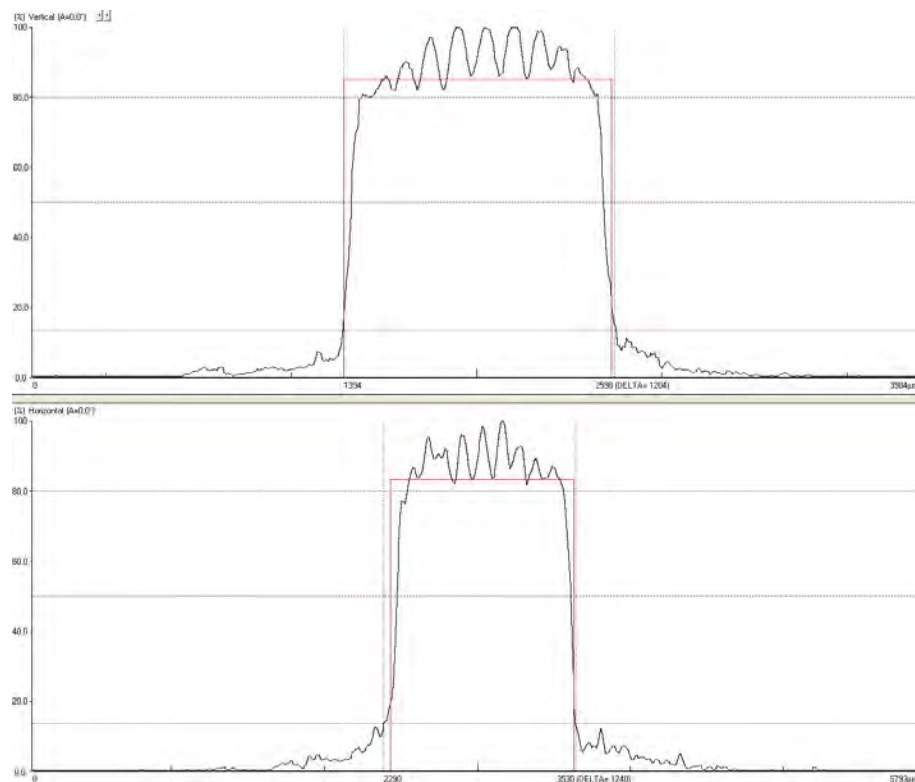
a)



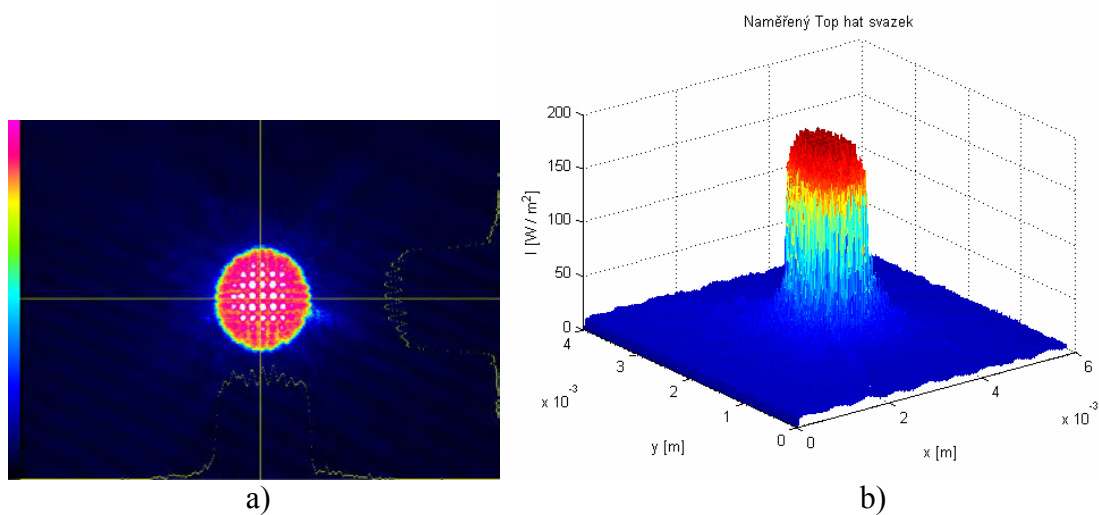
b)

Obr.C.2.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

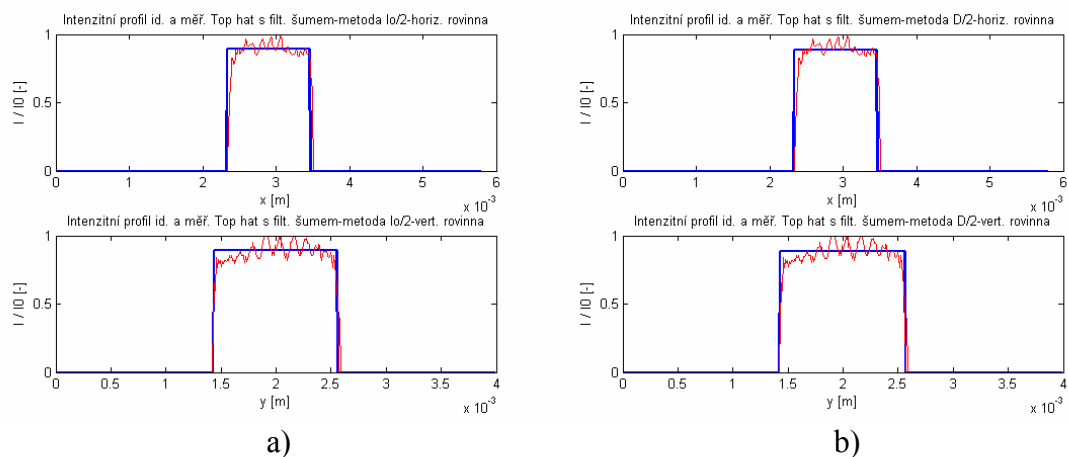
C.3 Tvarovaný svazek z L2 metodou svazkový integrátor - BI2



Obr.C.3.1: Intenzitní profil Top hat svazku (BI2) z obslužného programu LBP - $W_x = 620 \mu\text{m}$, $W_y = 602 \mu\text{m}$.

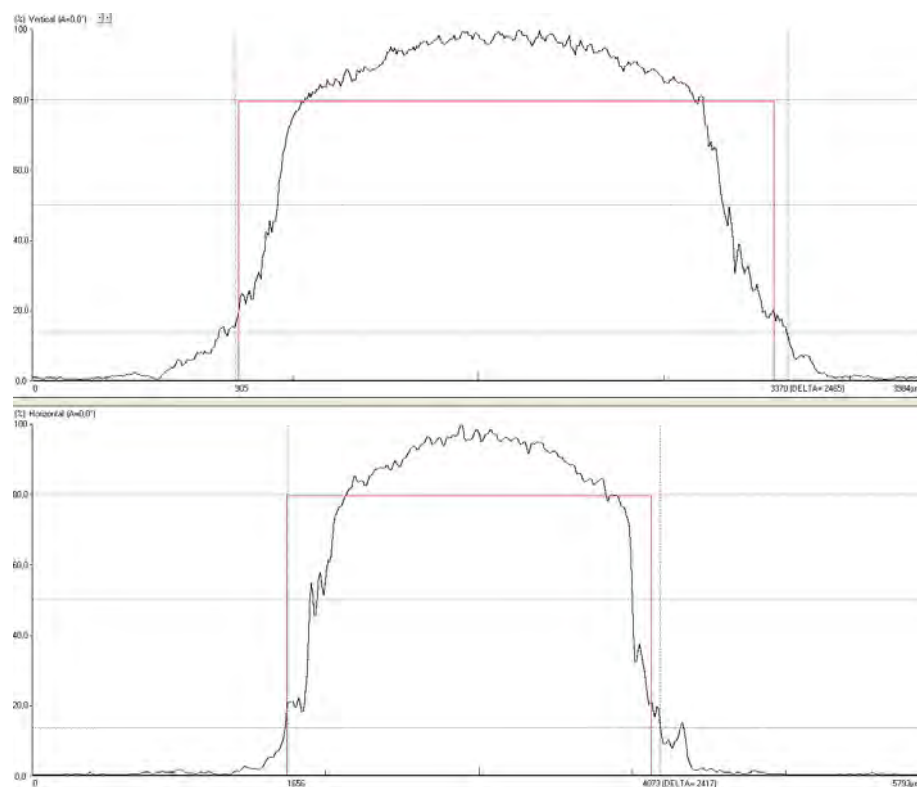


Obr.C.3.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

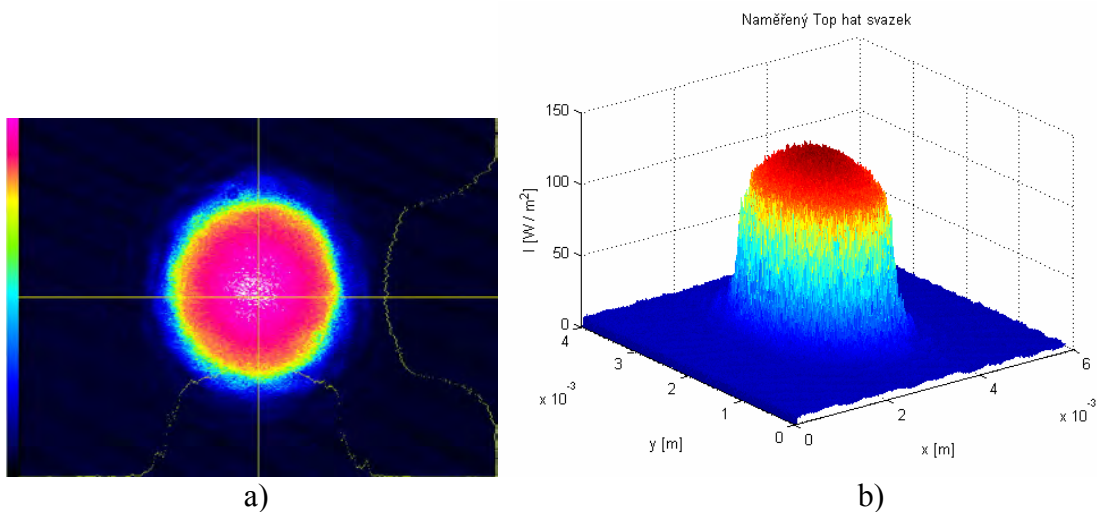


Obr.C.3.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

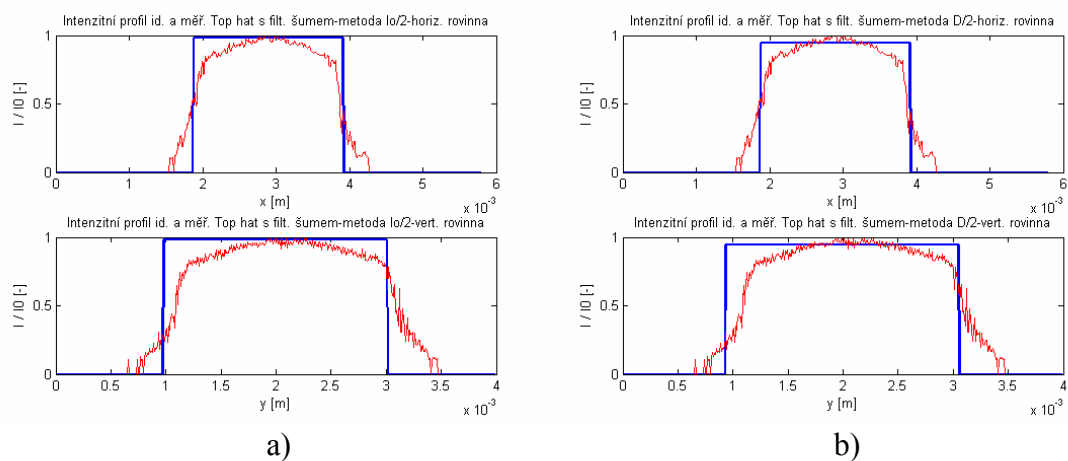
C.4 Tvarovaný svazek z L2 metodou field mapping - FM



Obr.C.4.1: Intenzitní profil Top hat svazku (FM) z obslužného programu LBP - $W_x = 12088 \mu\text{m}$, $W_y = 1233 \mu\text{m}$.

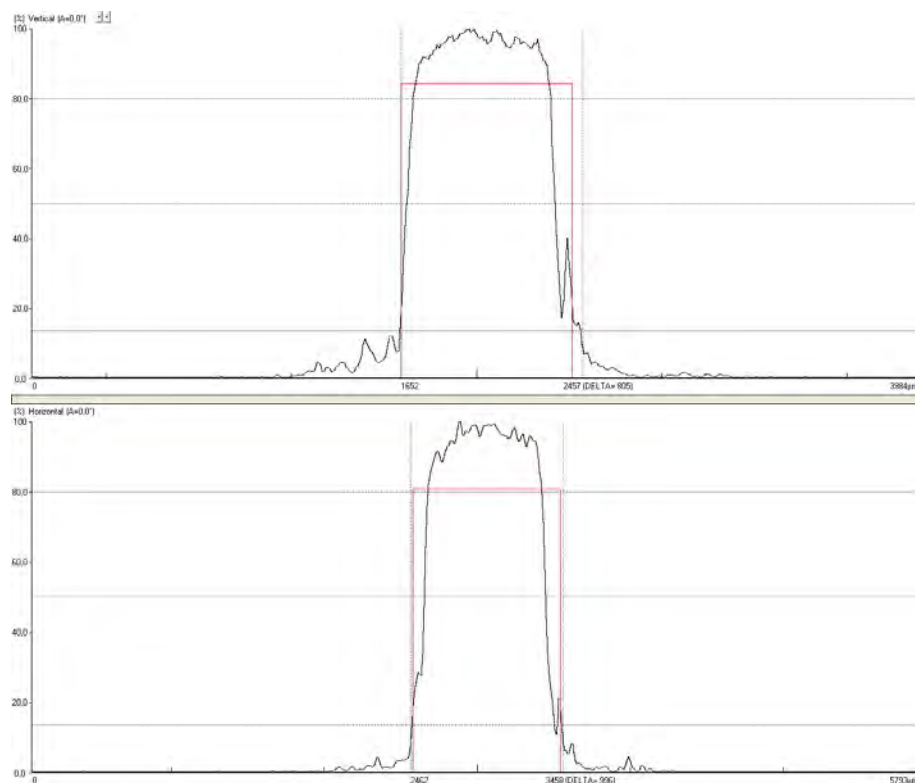


Obr.C.4.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

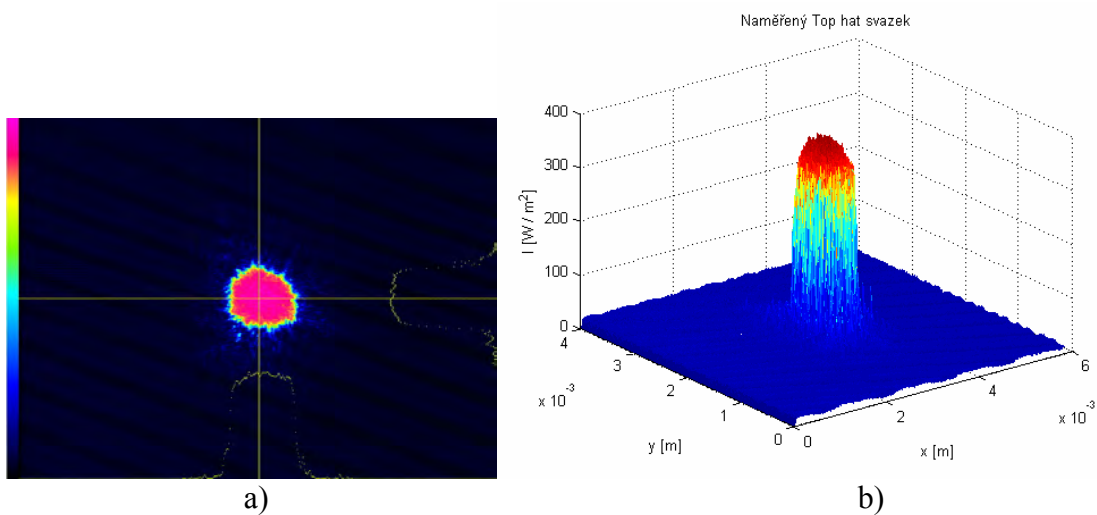


Obr.C.4.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

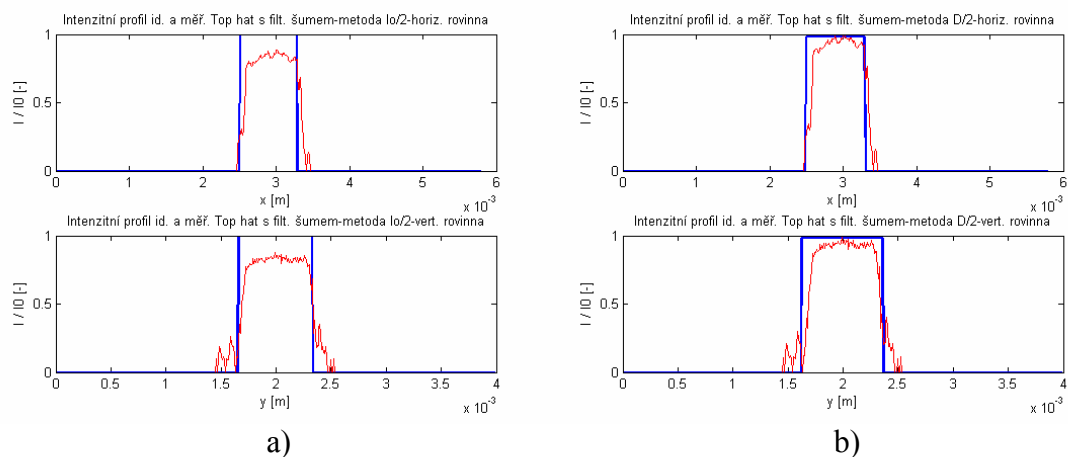
C.5 Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1



Obr.C.5.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB1) z obslužného programu LBP - $W_x = 498 \mu\text{m}$, $W_y = 403 \mu\text{m}$.

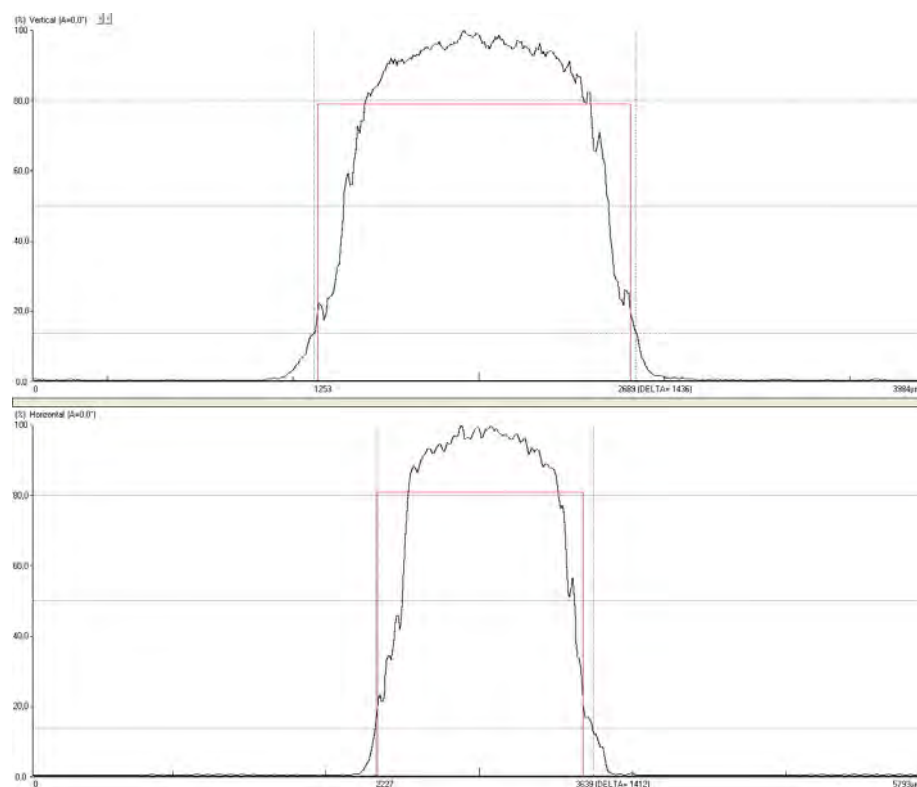


Obr.C.5.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

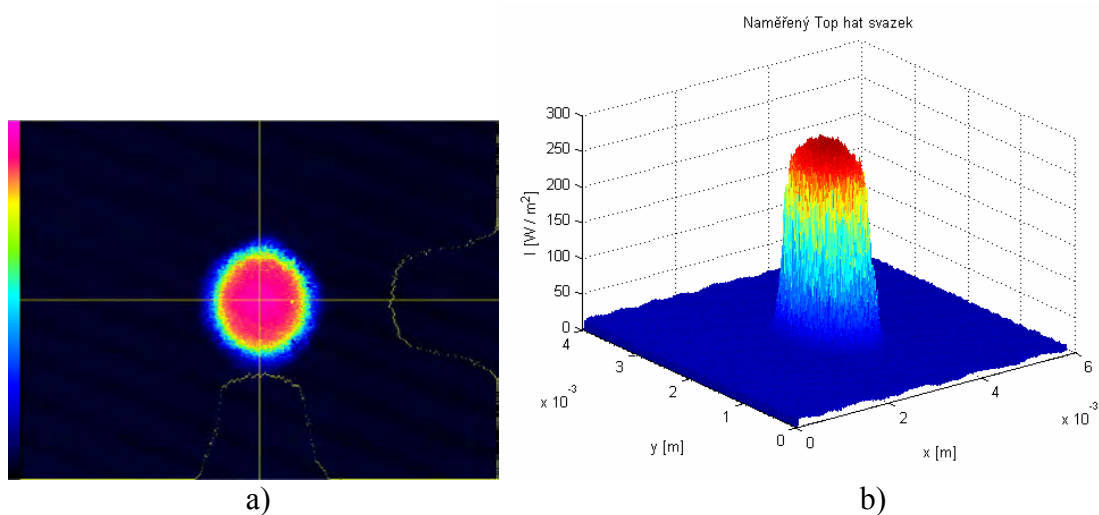


Obr.C.5.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

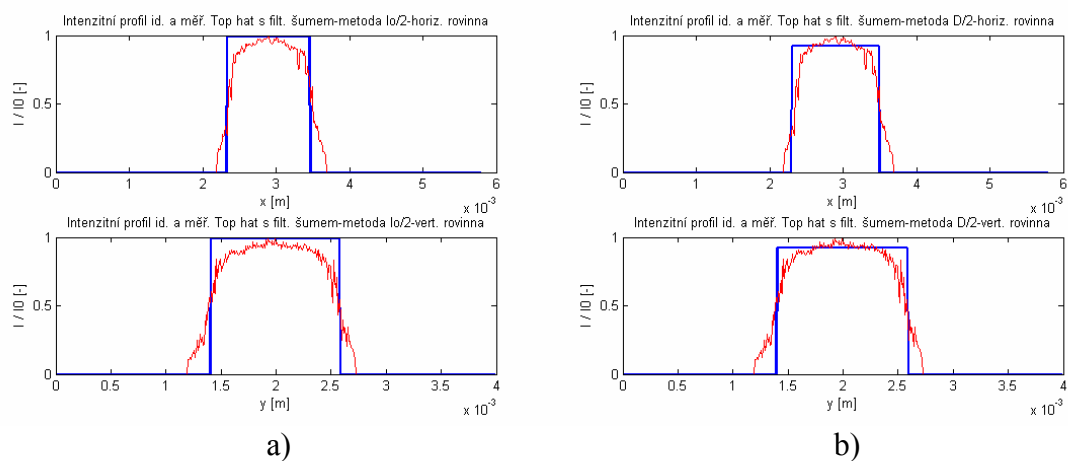
C.6 Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2



Obr.C.6.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB2) z obslužného programu LBP - $W_x = 706 \mu\text{m}$, $W_y = 718 \mu\text{m}$.

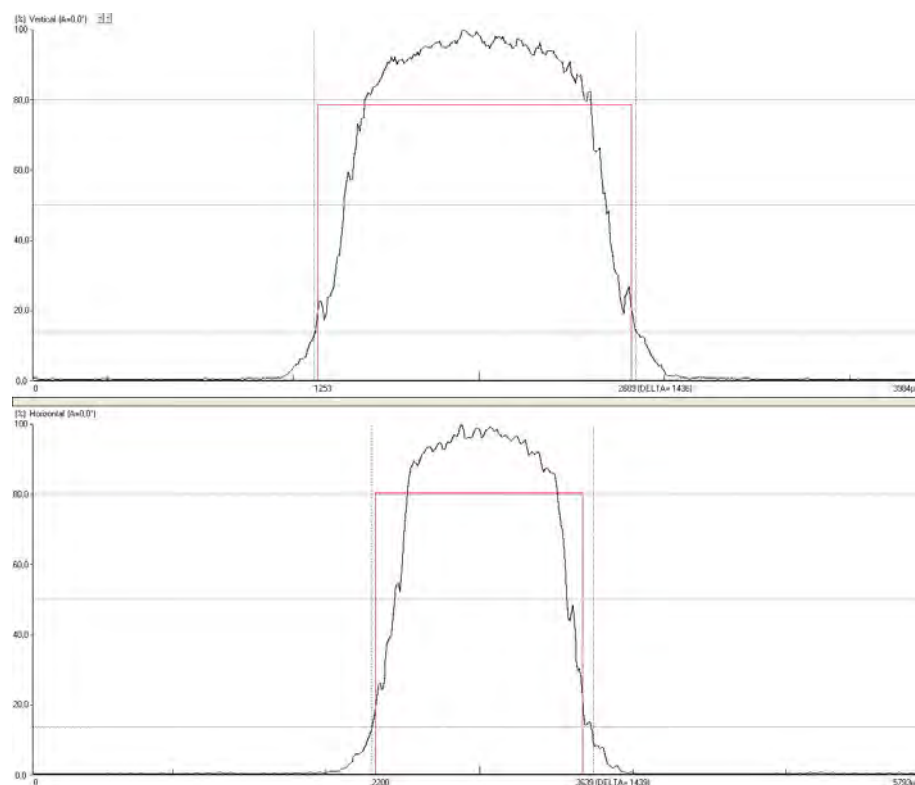


Obr.C.6.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

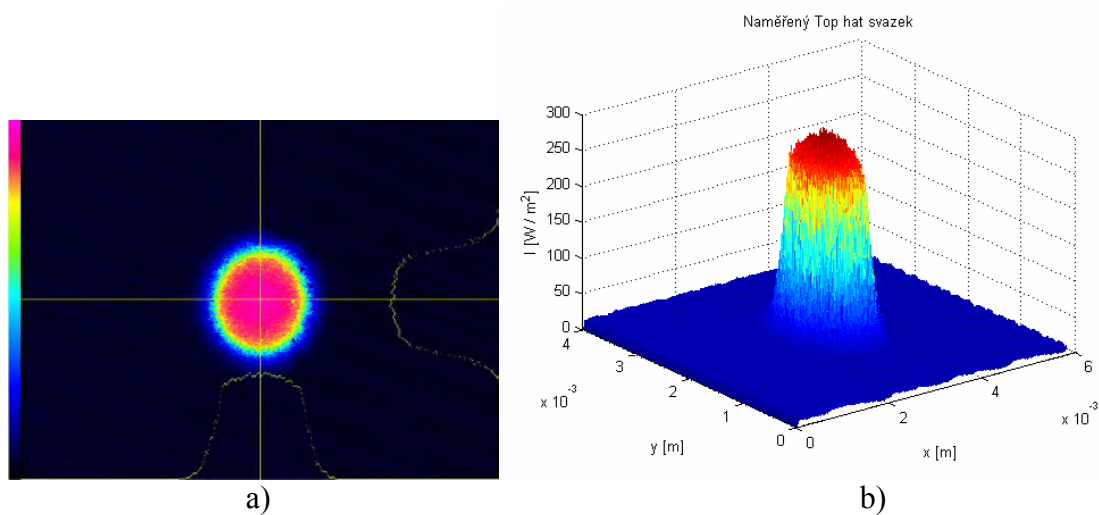


Obr.C.6.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

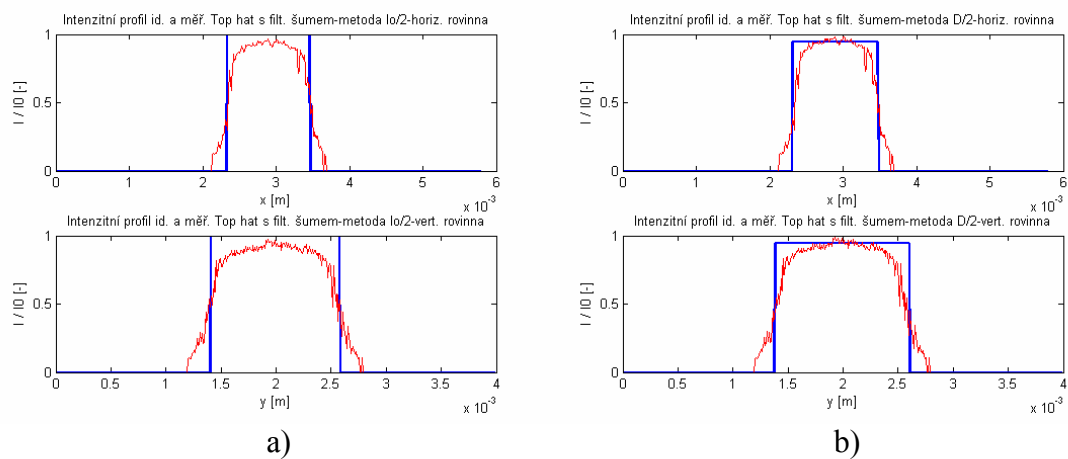
C.7 Tvarovaný svazek z L2 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3



Obr.C.7.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB3) z obslužného programu LBP - $W_x = 720 \mu\text{m}$, $W_y = 718 \mu\text{m}$.



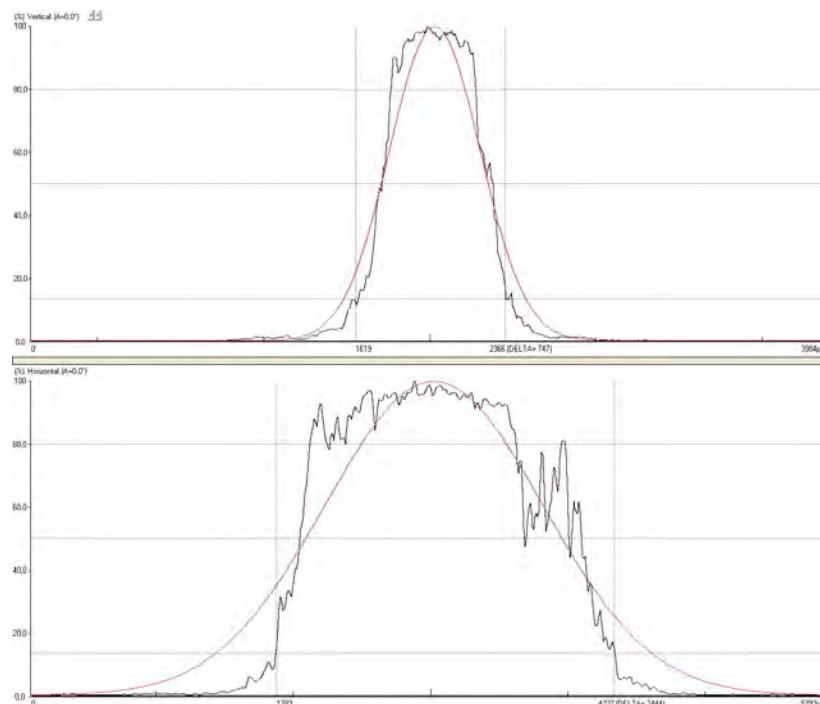
Obr.C.7.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.



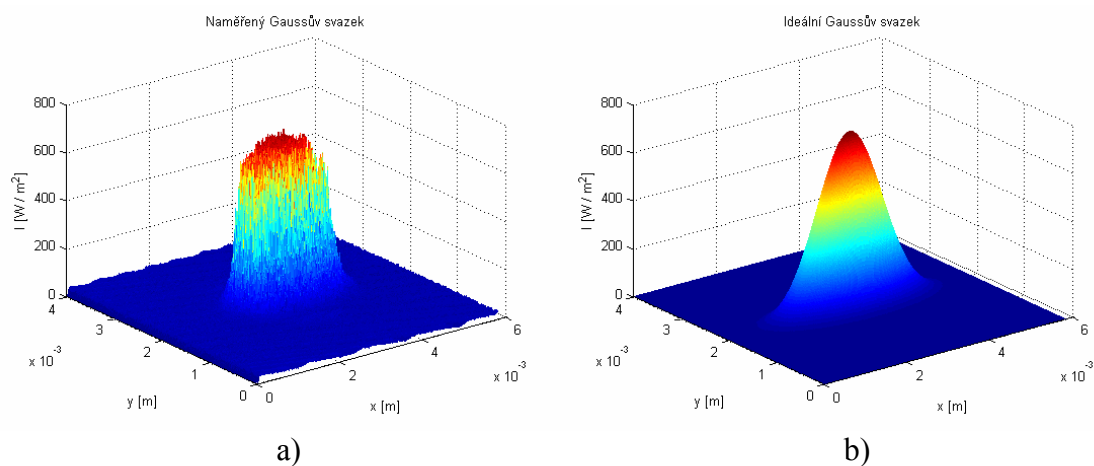
Obr.C.7.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

D LASER L3

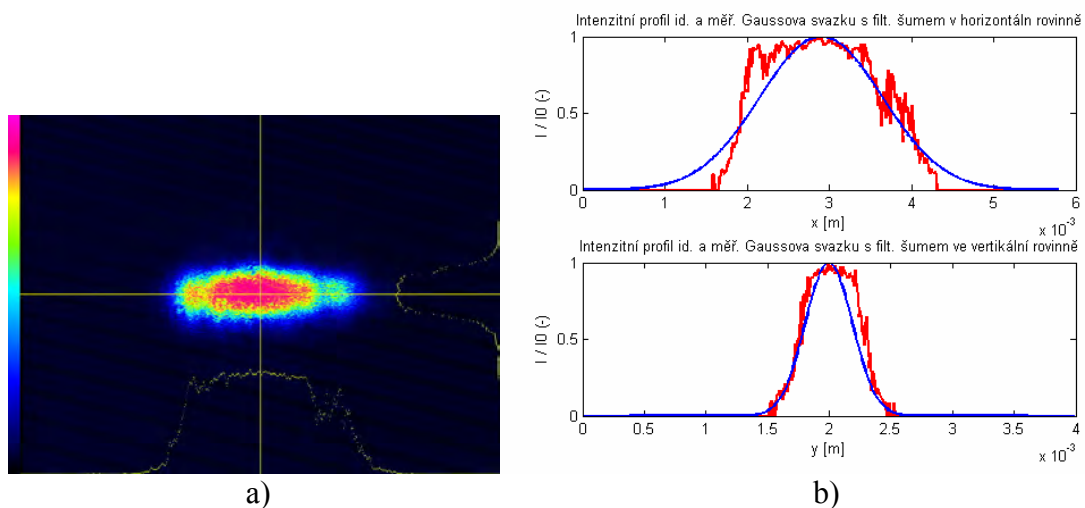
D.1 Laser L3: $\lambda = 635 \text{ nm}$, $P_L = 1,22 \text{ mW}$, $W_x = 1222 \mu\text{m}$,
 $W_y = 373 \mu\text{m}$



Obr.D.1.1: Intenzitní profil Gaussova svazku (L3) z obslužného programu LBP.

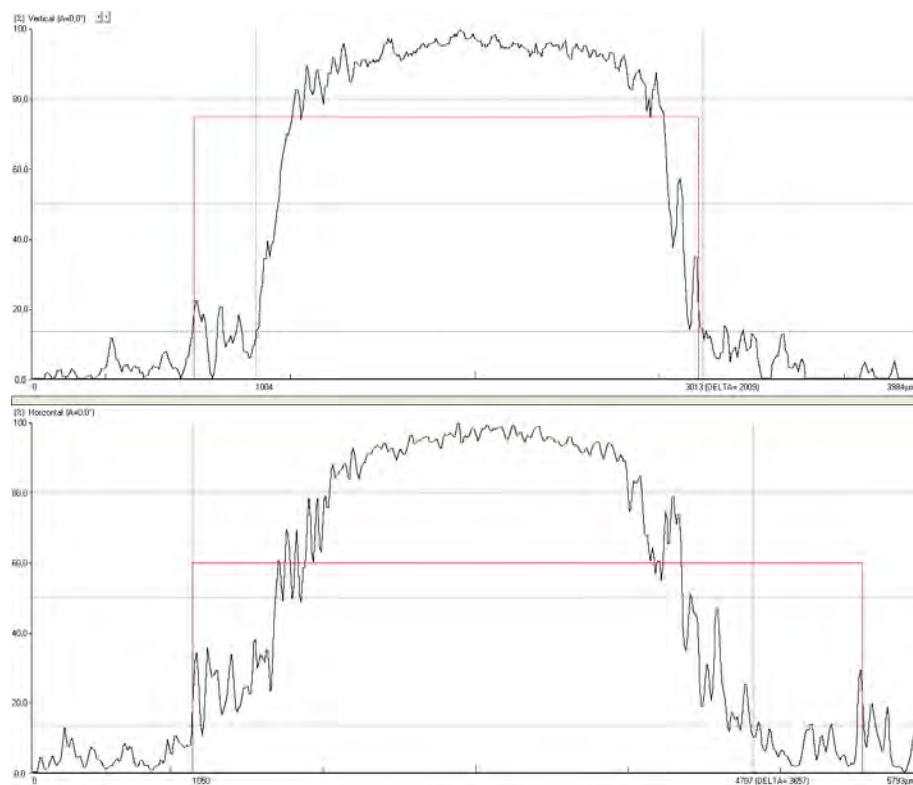


Obr.D.1.2: 3D zobrazení Gaussova svazku (L3) - a) měřený optický svazek, b) ideální optický svazek.

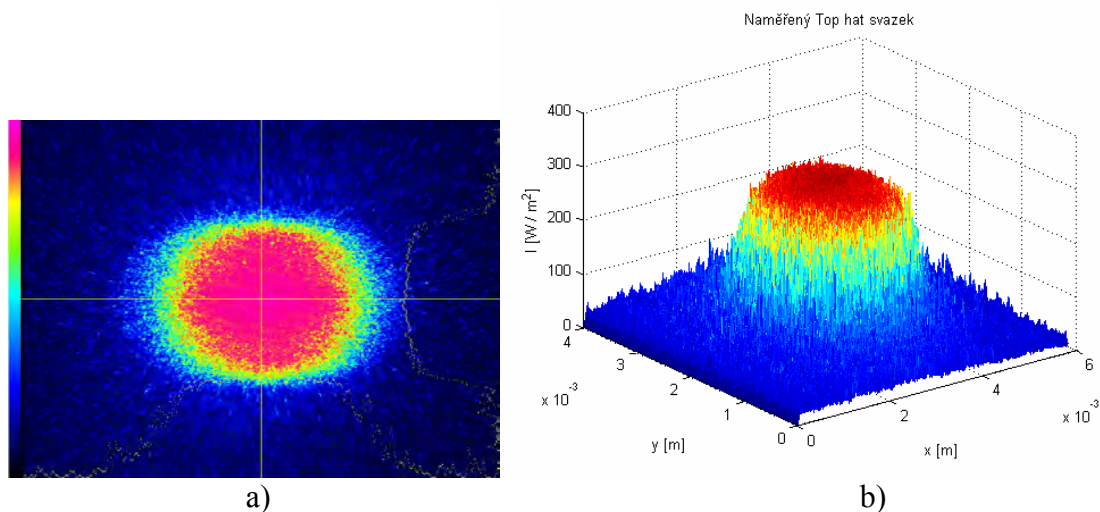


Obr.D.1.3: a) Stopa Gaussova svazku z obslužného programu LBP (L3), b) Intenzitní profil Gaussova svazku (L3) - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh).

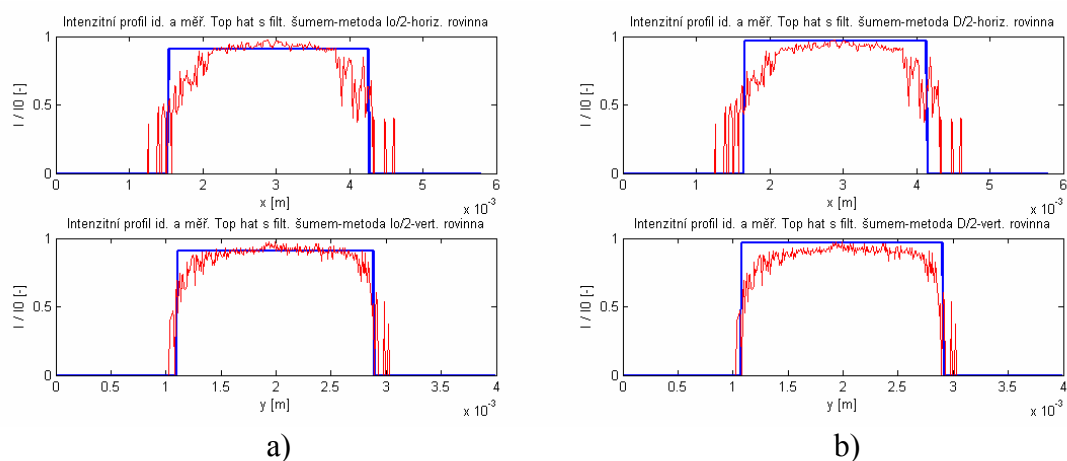
D.2 Tvarovaný svazek z L3 metodou difrakční difusér – DD2



Obr.D.2.1: Intenzitní profil Top hat svazku (DD2) z obslužného programu LBP - $W_x = 1828 \mu\text{m}$, $W_y = 1005 \mu\text{m}$.

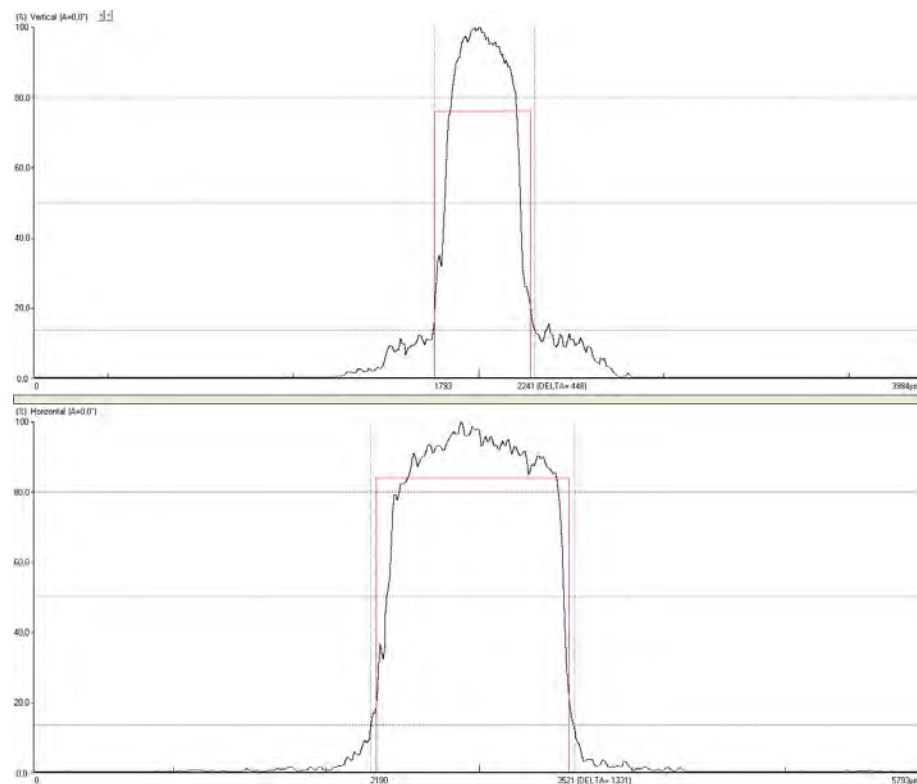


Obr.D.2.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

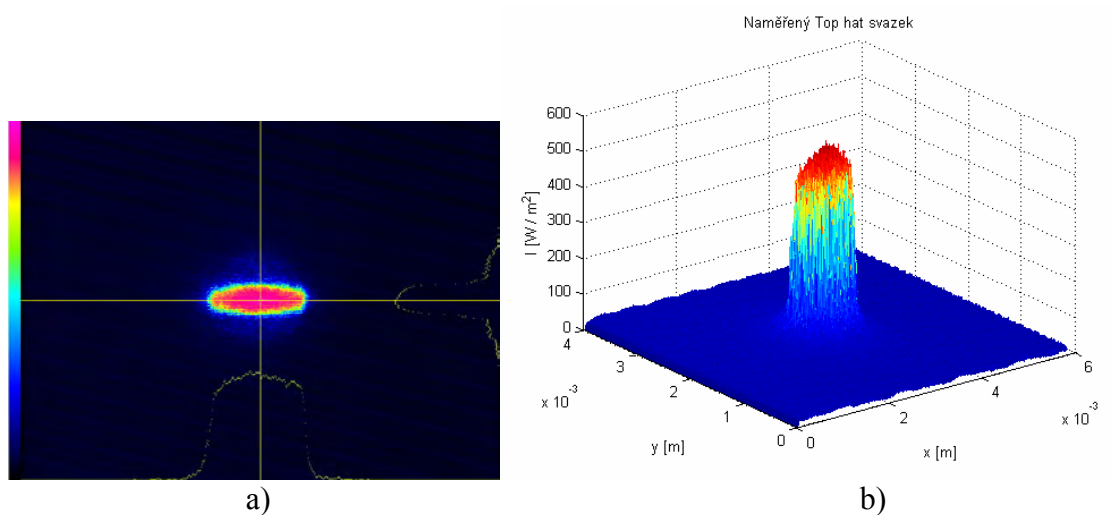


Obr.D.2.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

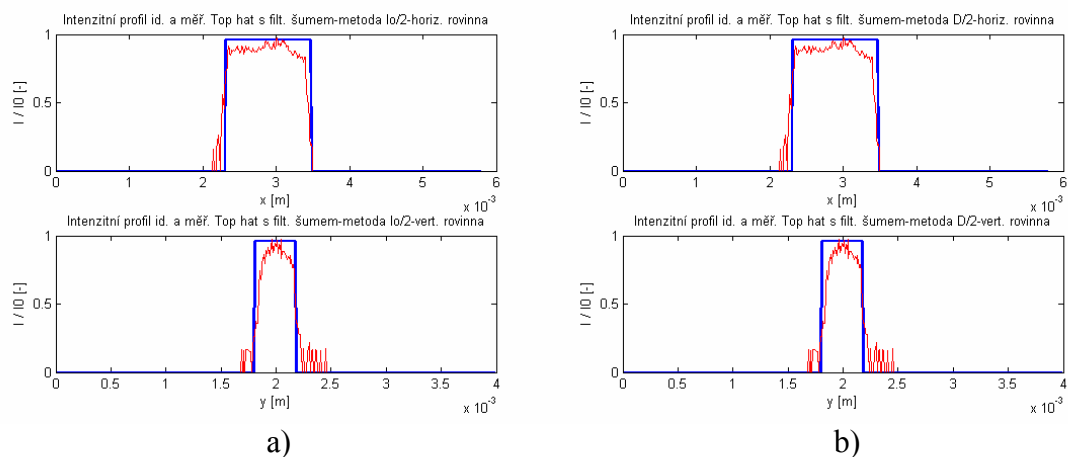
D.3 Tvarovaný svazek z L3 metodou svazkový integrátor – BI1



Obr.D.3.1: Intenzitní profil Top hat svazku (BI1) z obslužného programu LBP - $W_x = 666 \mu\text{m}$, $W_y = 224 \mu\text{m}$.

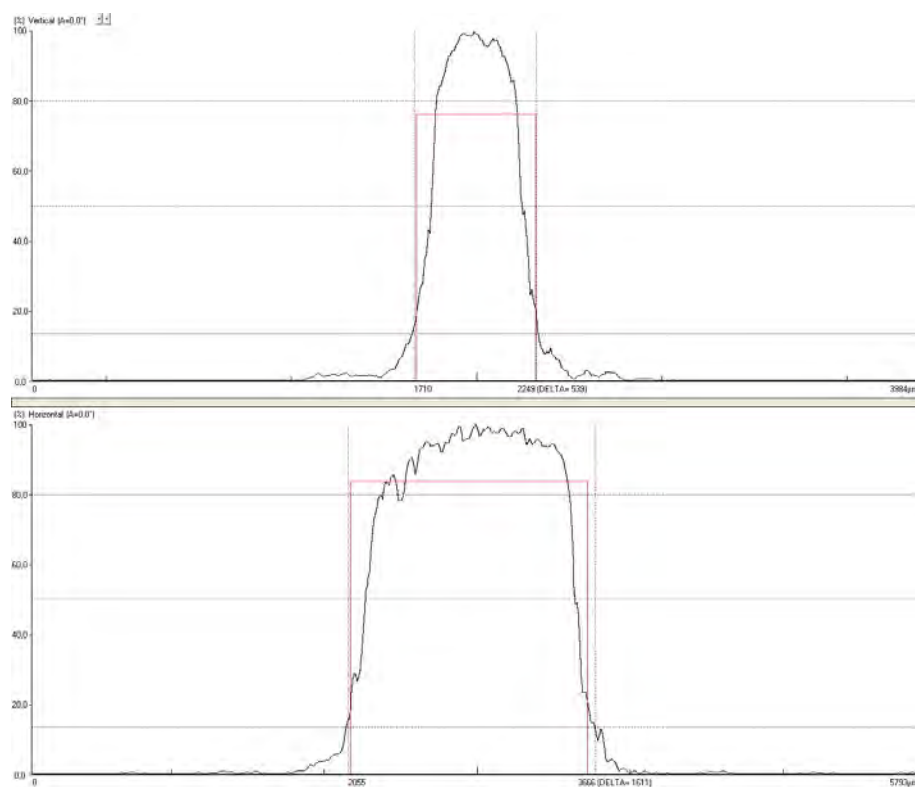


Obr.D.3.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

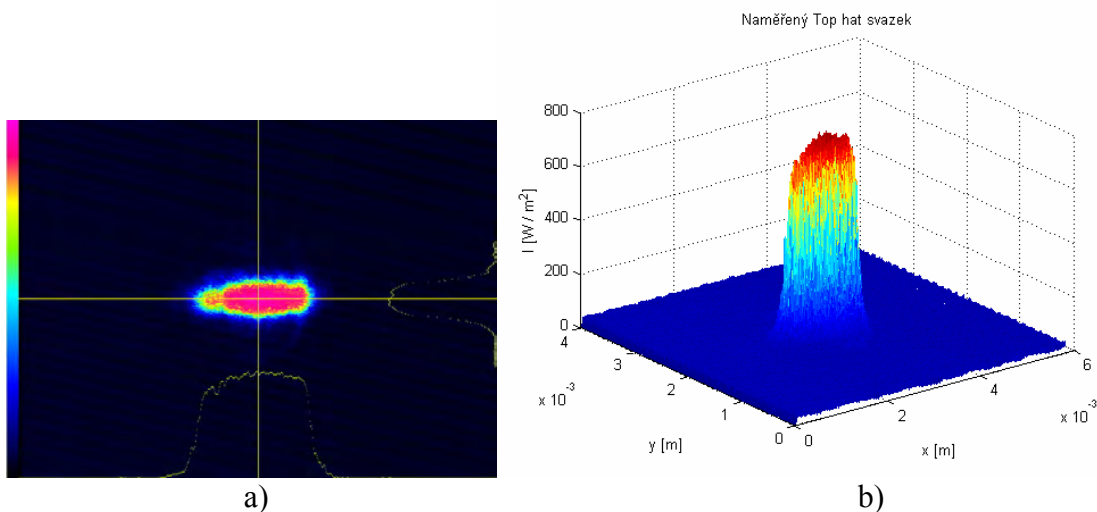


Obr.D.3.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

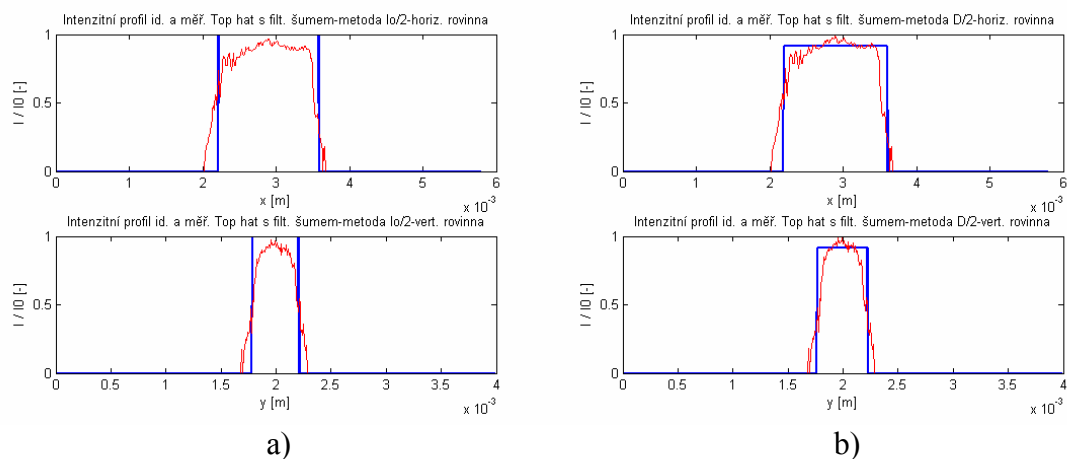
D.4 Tvarovaný svazek z L3 metodou field mapping – FM



Obr.D.4.1: Intenzitní profil Top hat svazku (FM) z obslužného programu LBP - $W_x = 806 \mu\text{m}$, $W_y = 270 \mu\text{m}$.

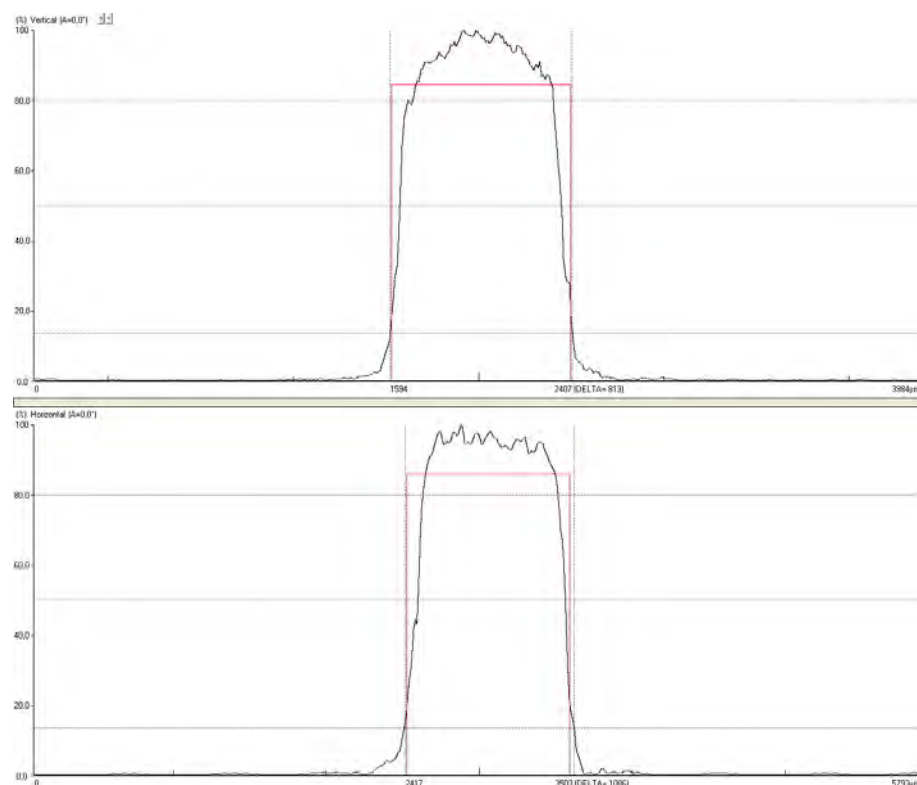


Obr.D.4.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

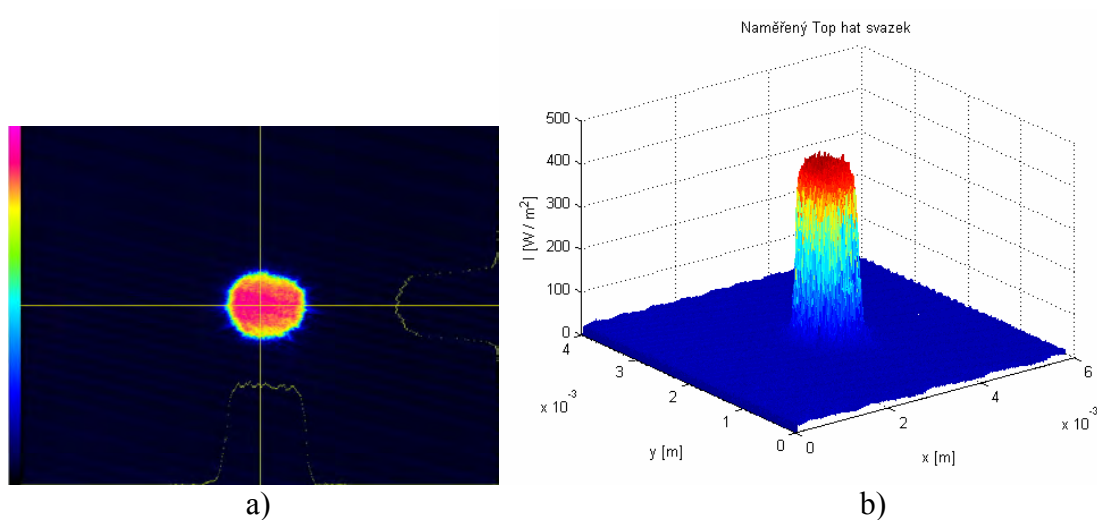


Obr.D.4.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

D.5 Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1

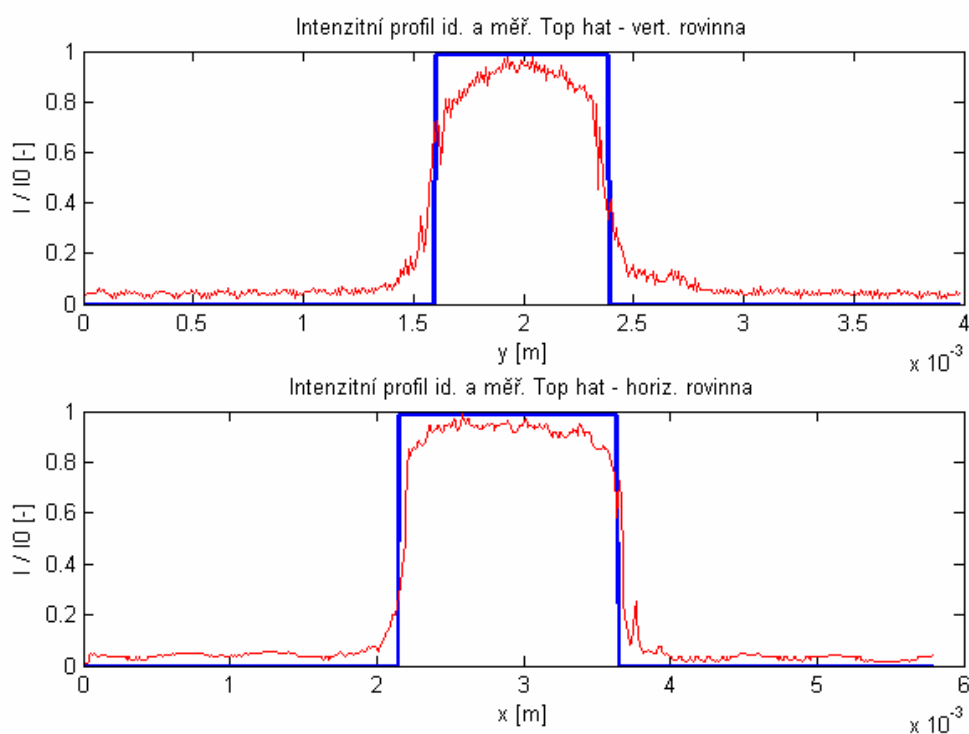


Obr.D.5.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB1) z obslužného programu LBP - $W_x = 543 \mu\text{m}$, $W_y = 407 \mu\text{m}$.

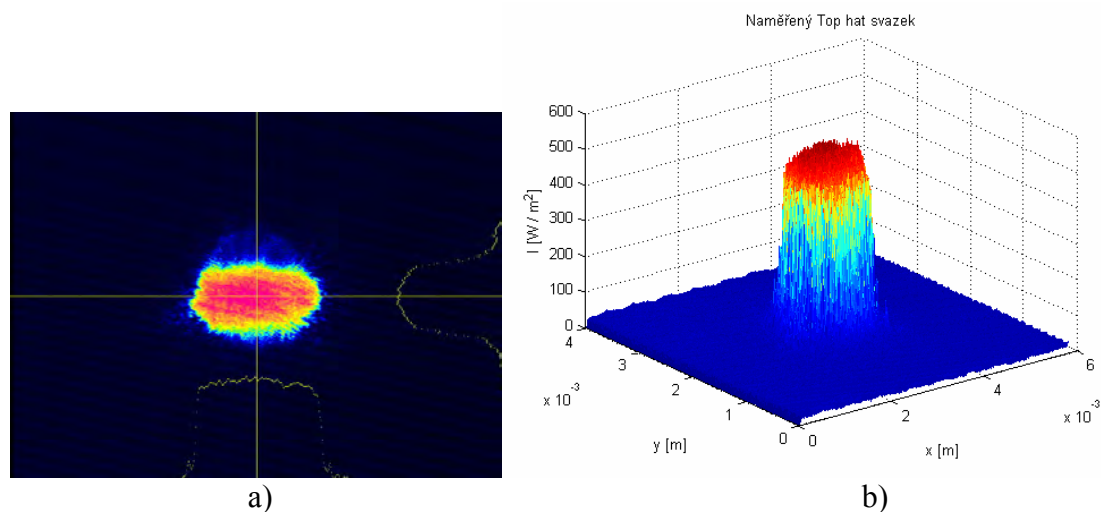


Obr.D.5.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

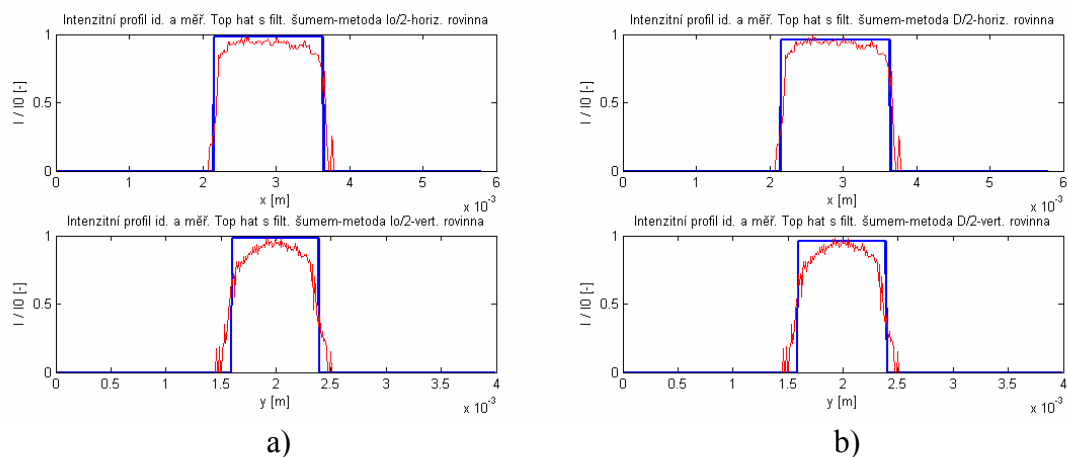
D.6 Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2



Obr.D.6.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB2) - $W_x = 743 \mu\text{m}$, $W_y = 527 \mu\text{m}$.

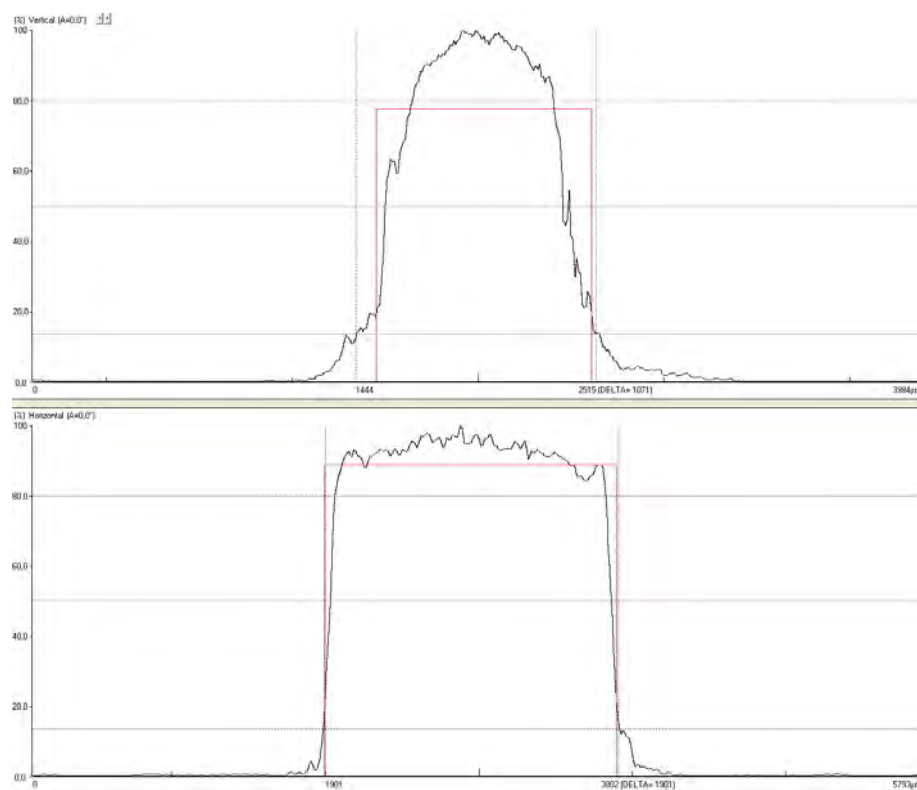


Obr.D.6.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

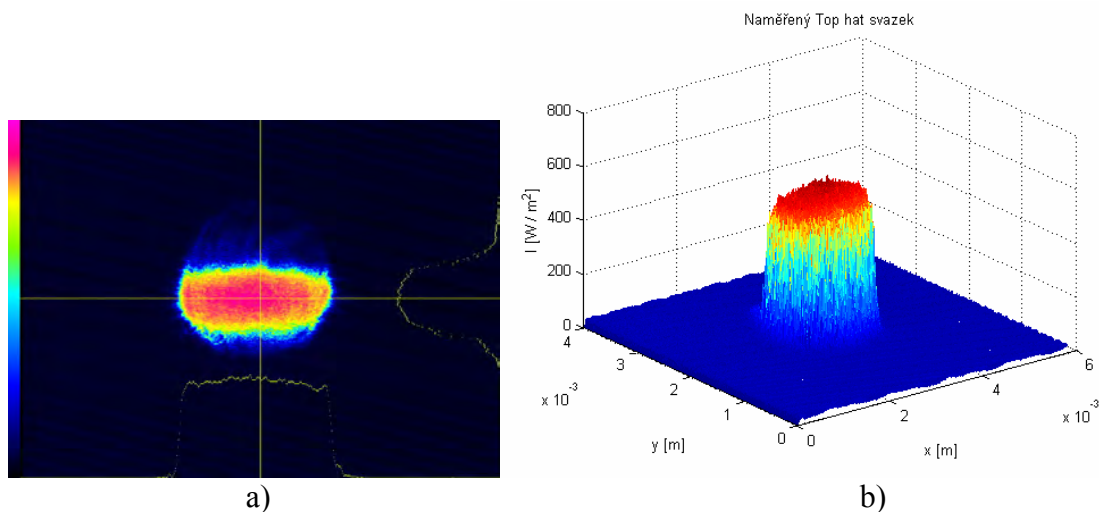


Obr.D.6.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

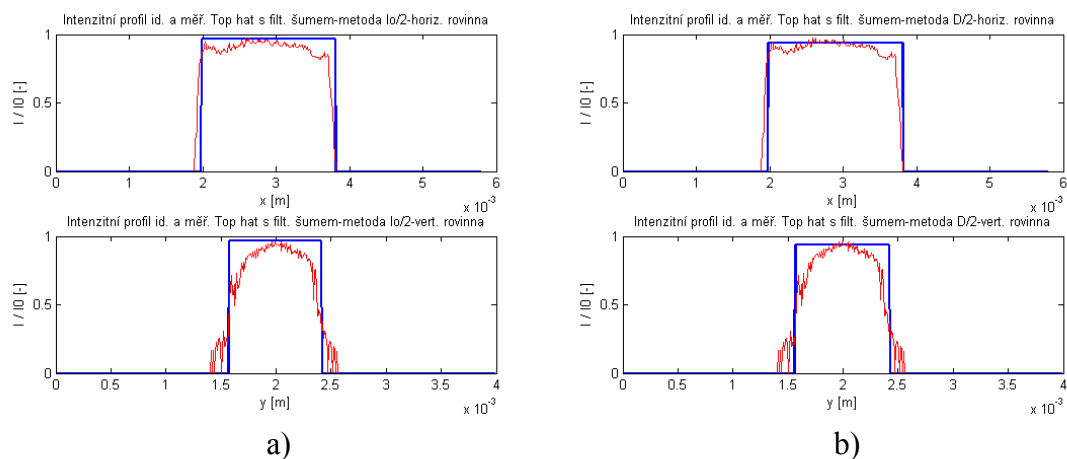
D.7 Tvarovaný svazek z L3 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3



Obr.D.7.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB3) z obslužného programu LBP - $W_x = 951 \mu\text{m}$, $W_y = 536 \mu\text{m}$.



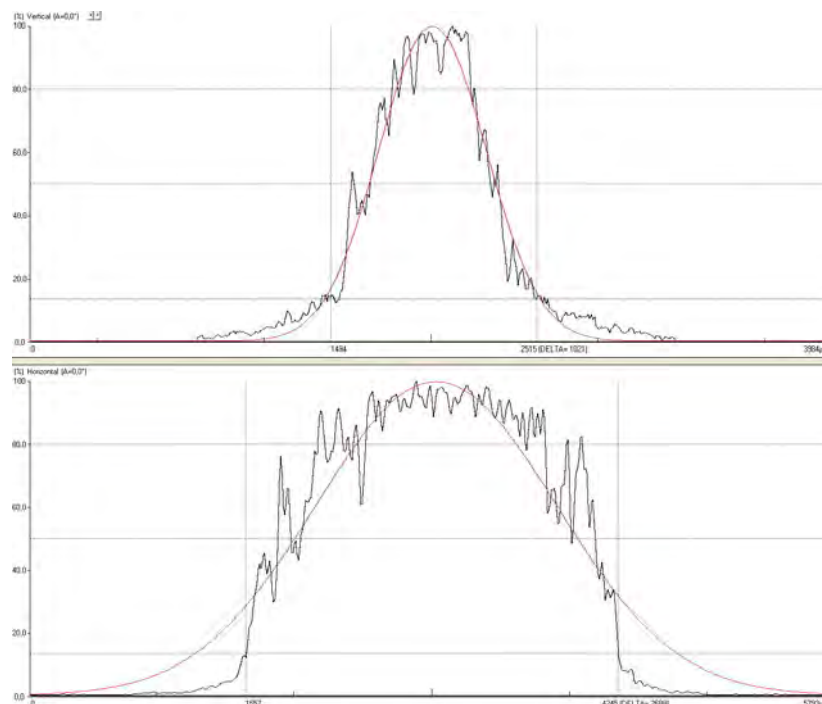
Obr.D.7.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.



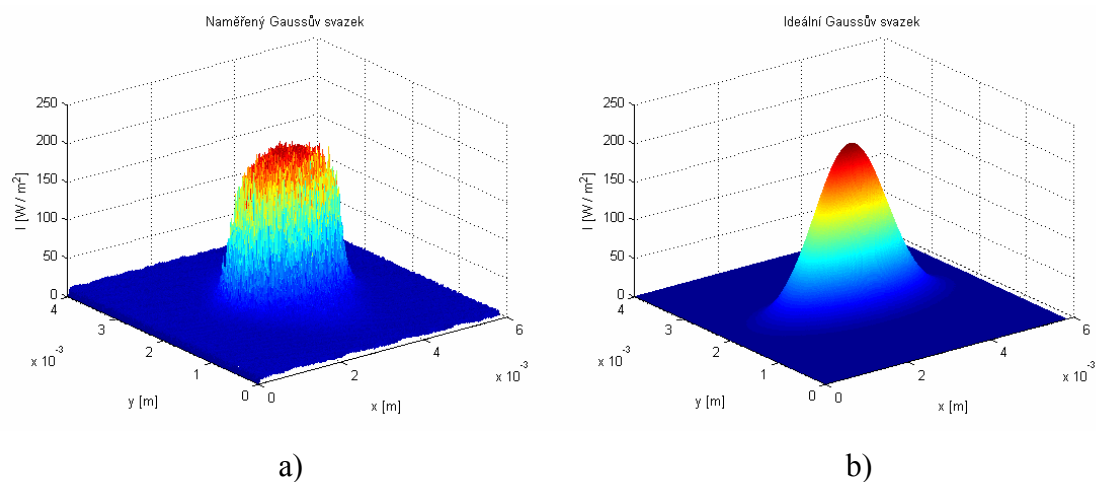
Obr.D.7.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

E LASER L4

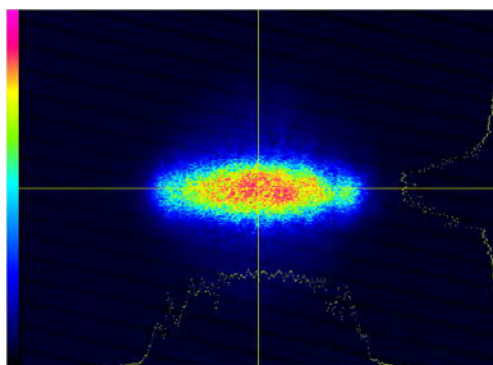
**E.1 Laser L4: $\lambda = 670$ nm, $P_L = 0,45$ mW, $W_x = 1344$ μm ,
 $W_y = 511$ μm**



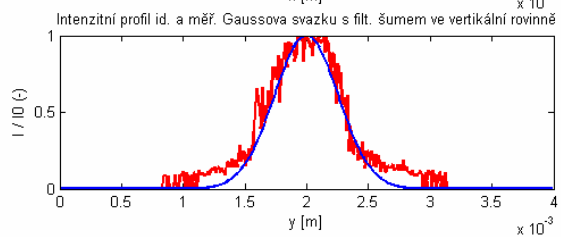
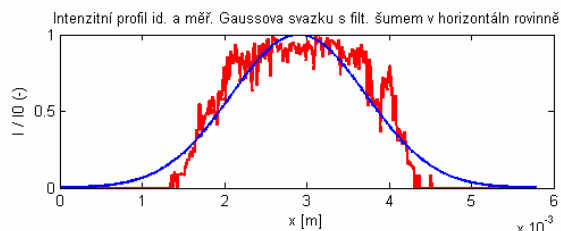
Obr.E.1.1: Intenzitní profil Gaussova svazku (L4) z obslužného programu LBP.



Obr.E.1.2: 3D zobrazení Gaussova svazku (L4) - a) měřený optický svazek, b) ideální optický svazek.



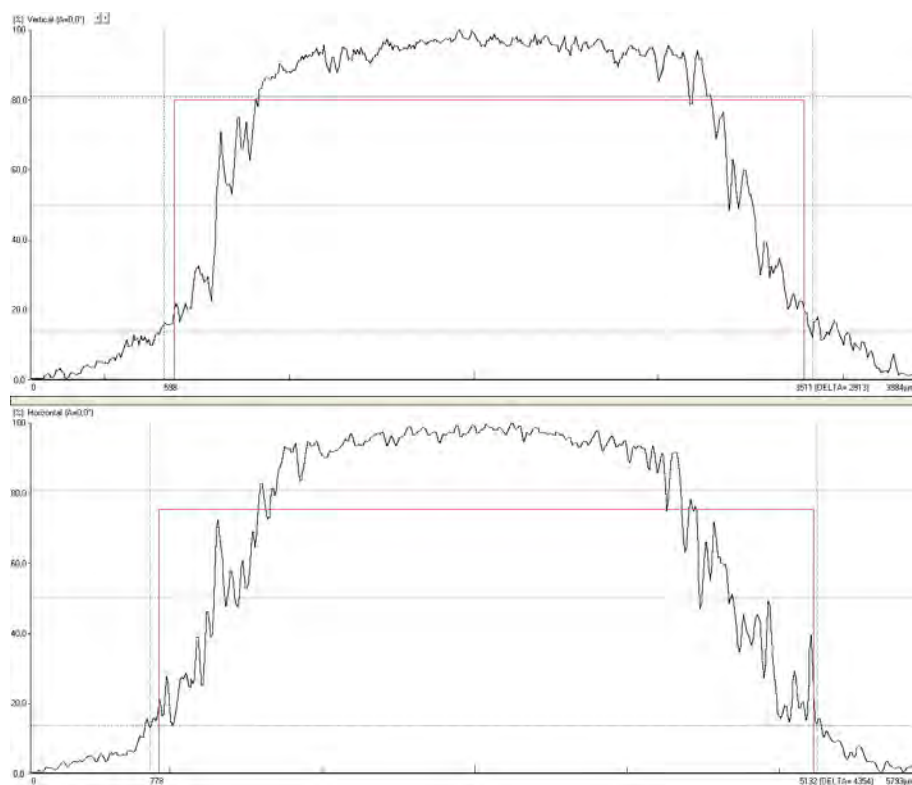
a)



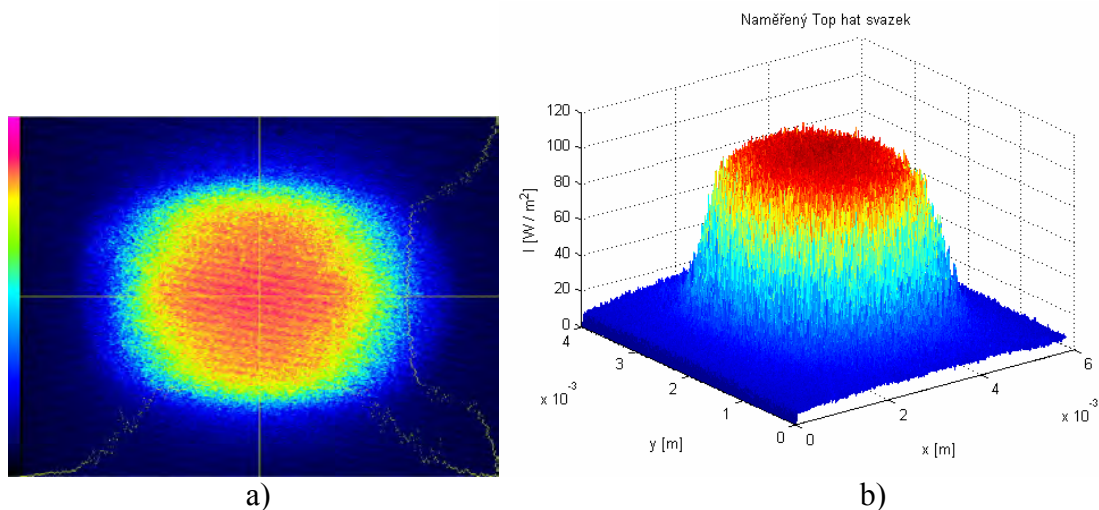
b)

Obr.E.1.3: a) Stopa Gaussova svazku z obslužného programu LBP (L4), b) Intenzitní profil Gaussova svazku (L4) - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh).

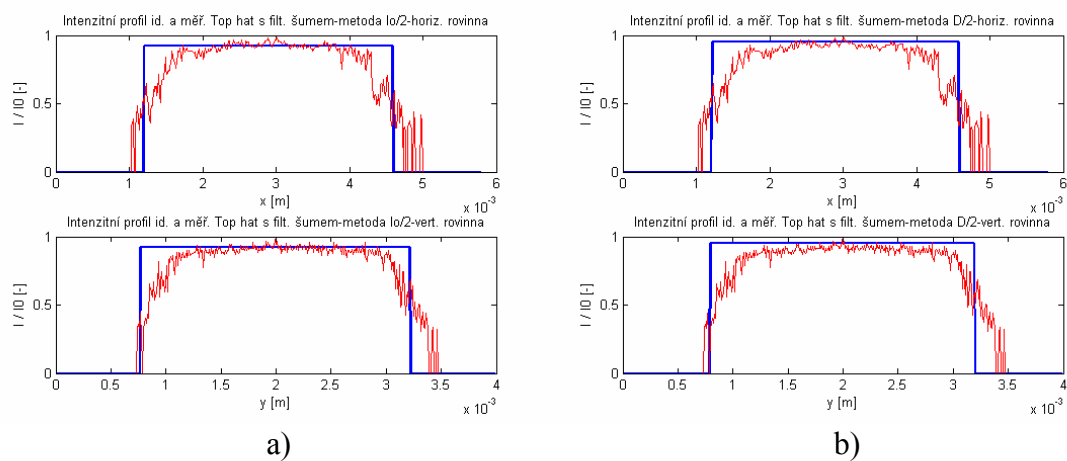
E.2 Tvarovaný svazek z L4 metodou difrakční difusér - DD



Obr.E.2.1: Intenzitní profil Top hat svazku (DD) z obslužného programu LBP - $W_x = 2177 \mu\text{m}$, $W_y = 1457 \mu\text{m}$.

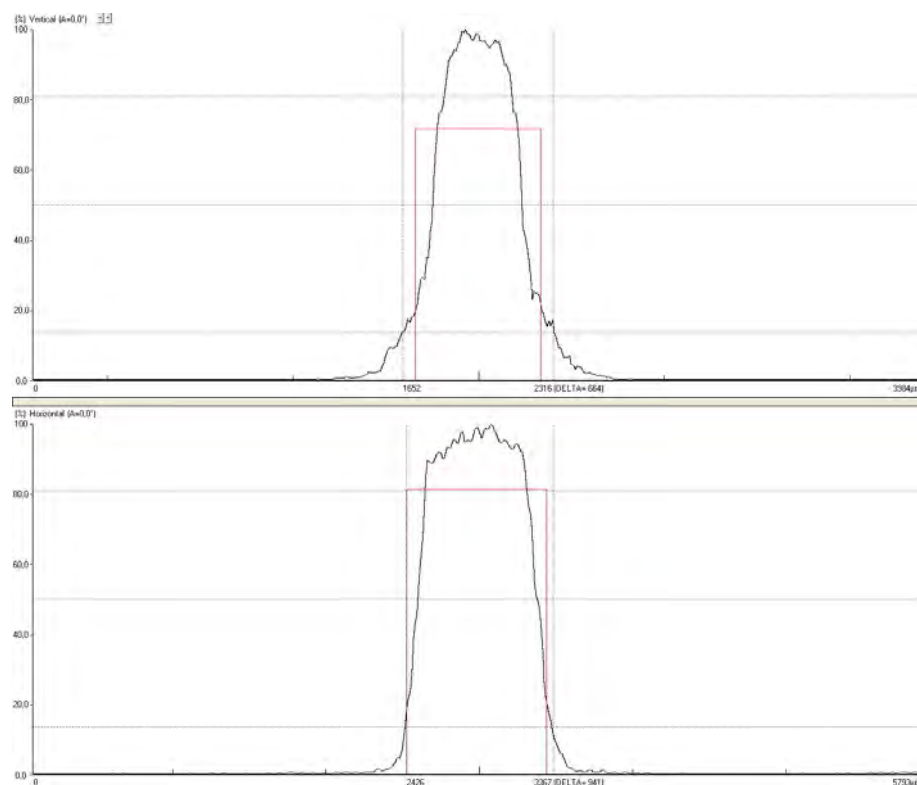


Obr.E.2.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

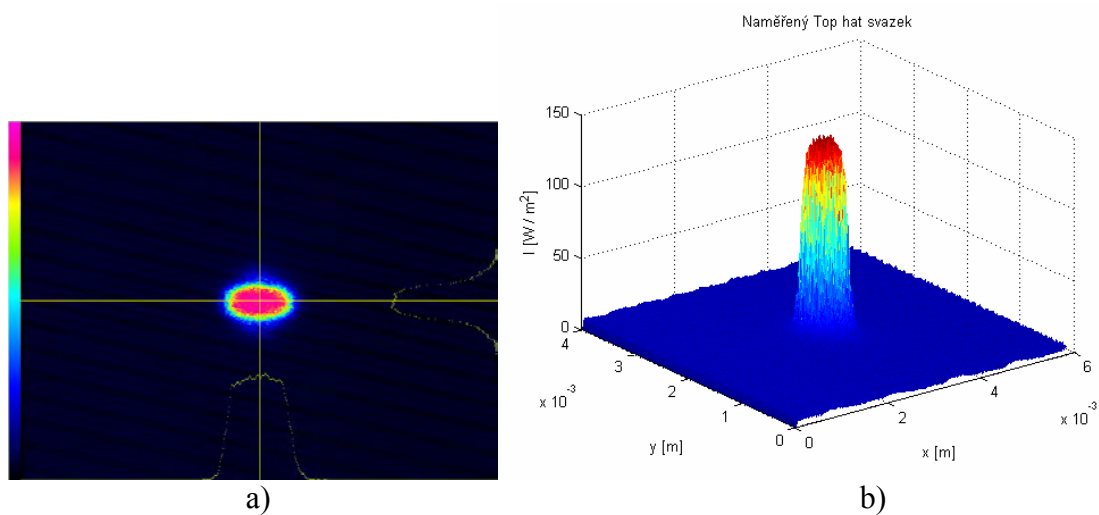


Obr.E.2.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

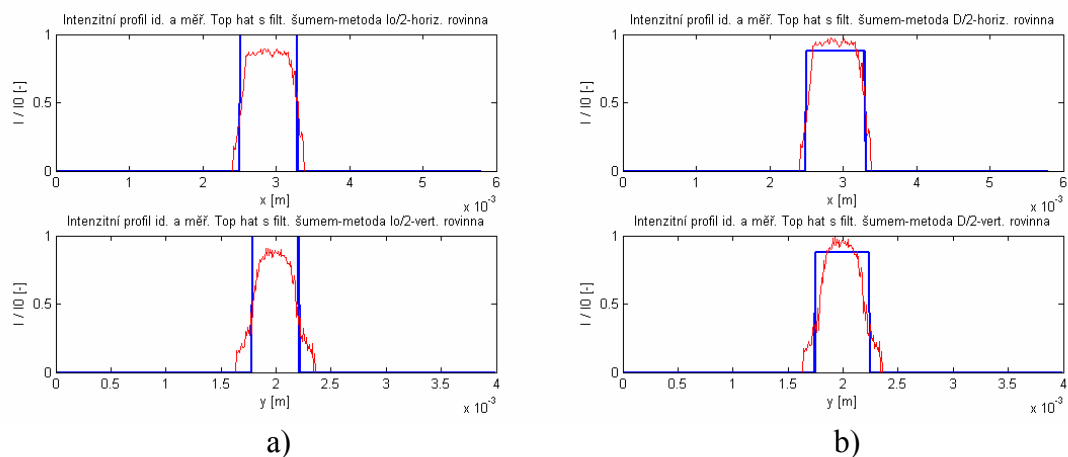
E.3 Tvarovaný svazek z L4 metodou svazkový integrátor – BI



Obr.E3.1: Intenzitní profil Top hat svazku (BI) z obslužného programu LBP - $W_x = 471 \mu\text{m}$, $W_y = 332 \mu\text{m}$.

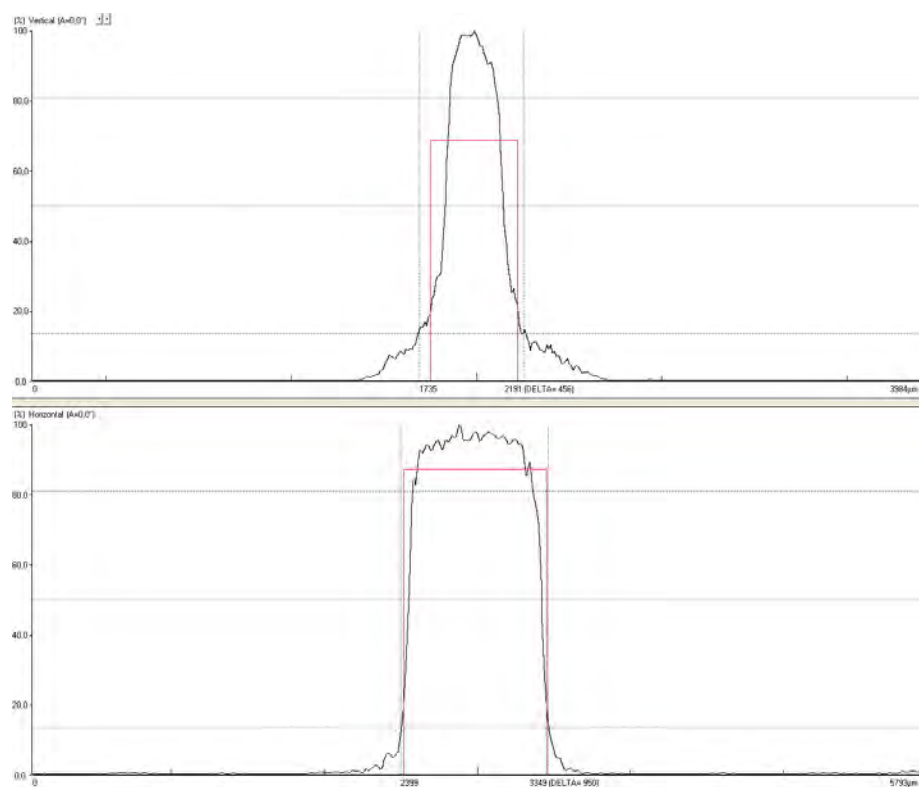


Obr.E.3.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

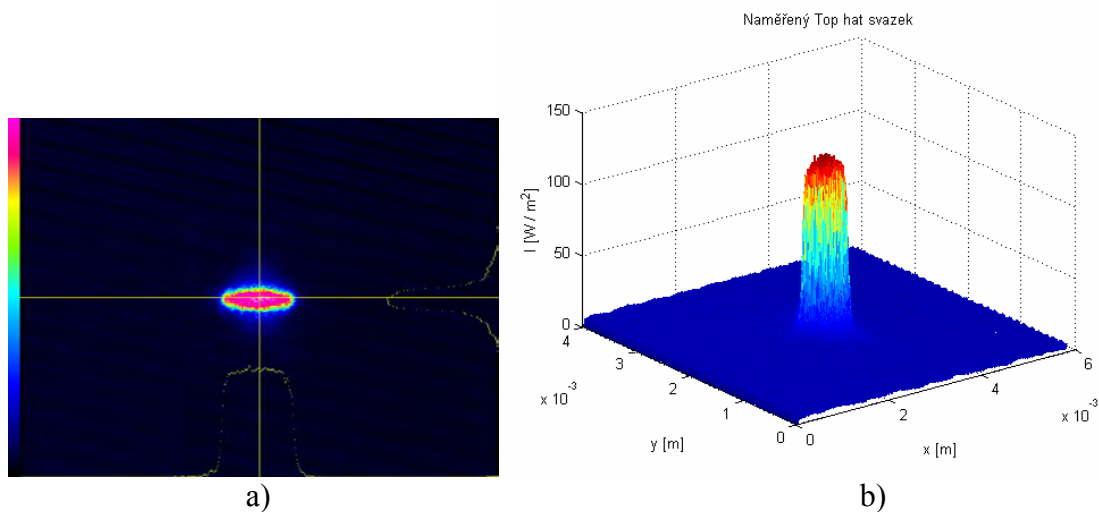


Obr.E.3.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

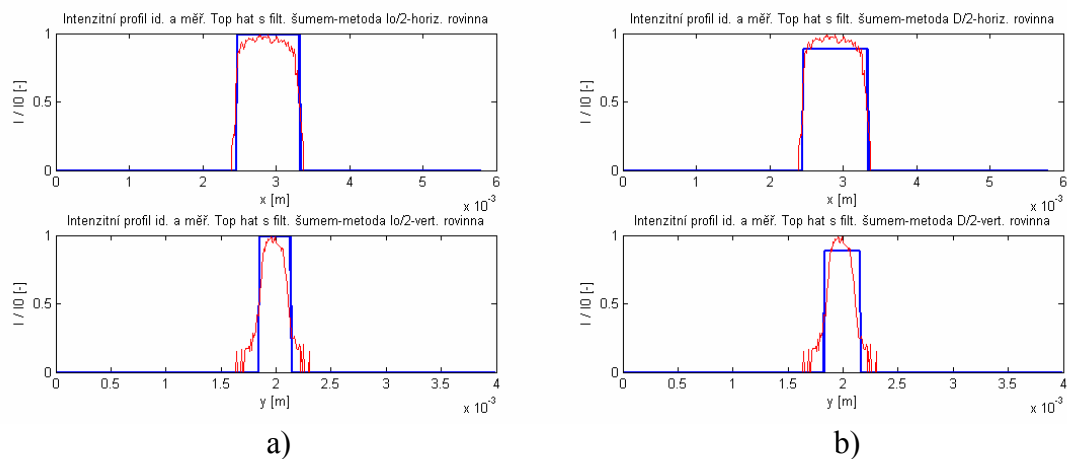
E.4 Tvarovaný svazek z L4 metodou field mapping - FM



Obr.E.4.1: Intenzitní profil Top hat svazku (FM) z obslužného programu LBP - $W_x = 475 \mu\text{m}$, $W_y = 228 \mu\text{m}$.

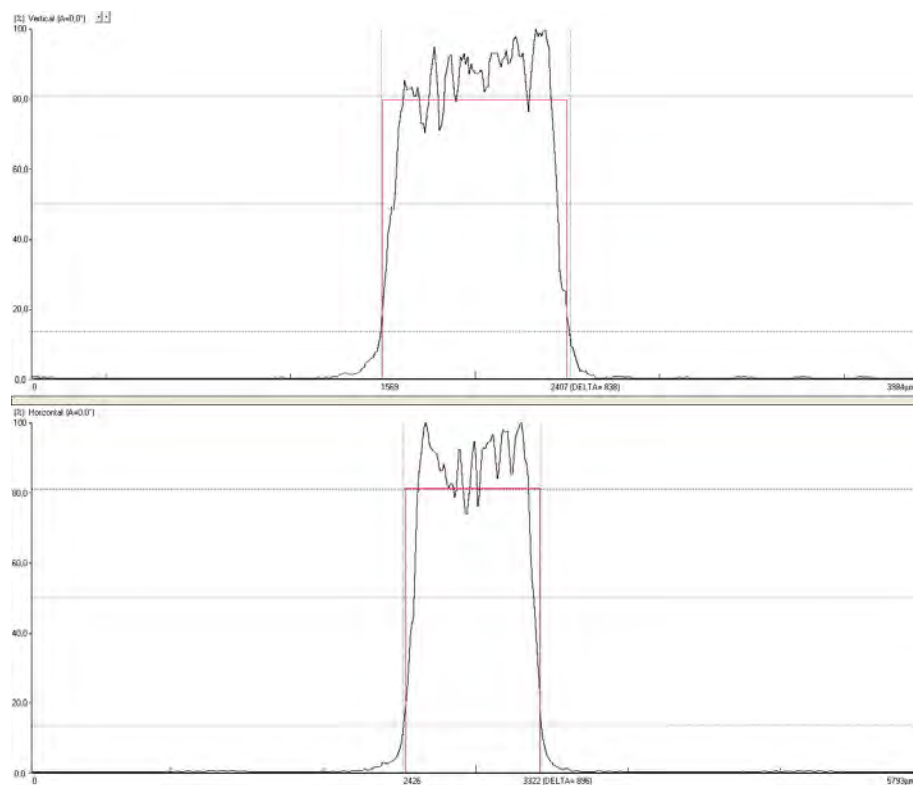


Obr.E.4.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

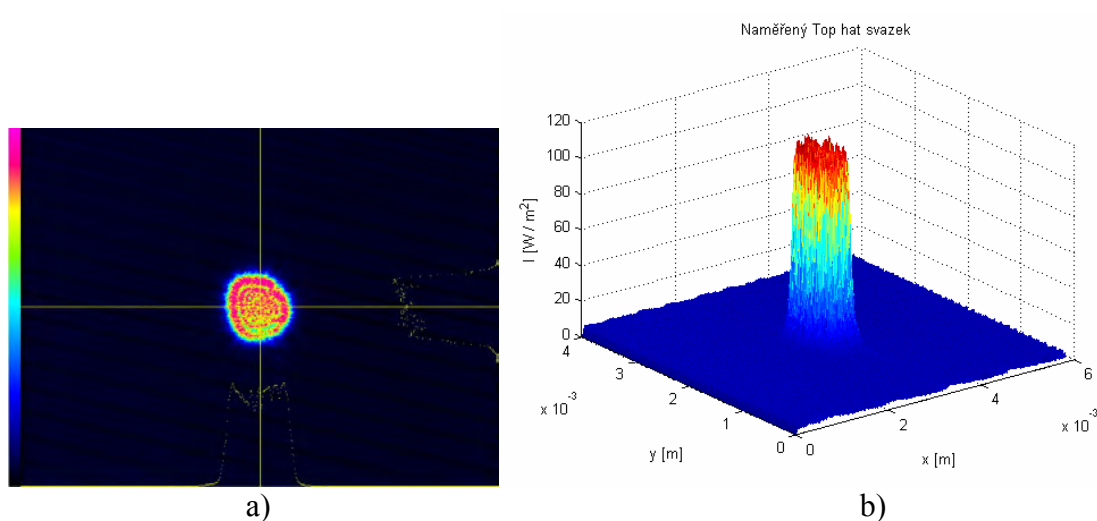


Obr.E.4.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

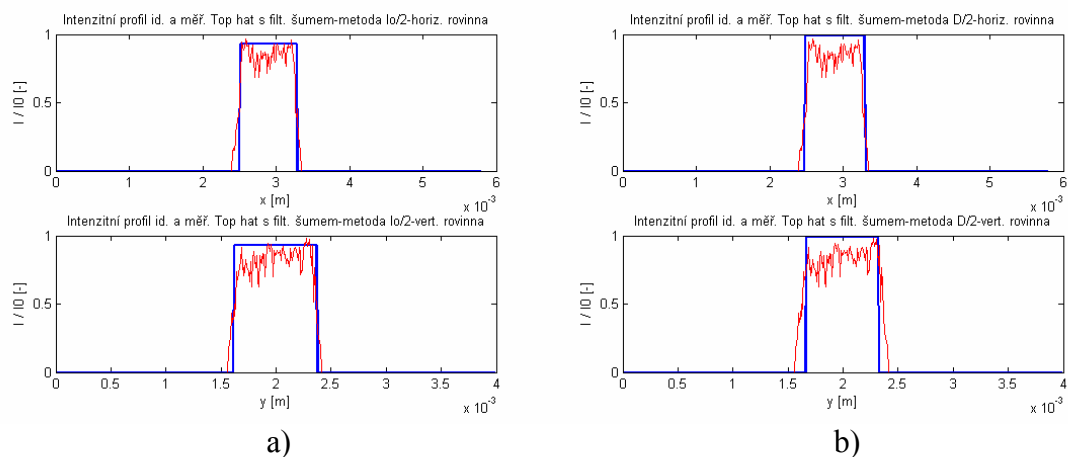
E.5 Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 1 mm - AB1



Obr.E.5.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB1) z obslužného programu LBP - $W_x = 448 \mu\text{m}$, $W_y = 419 \mu\text{m}$.

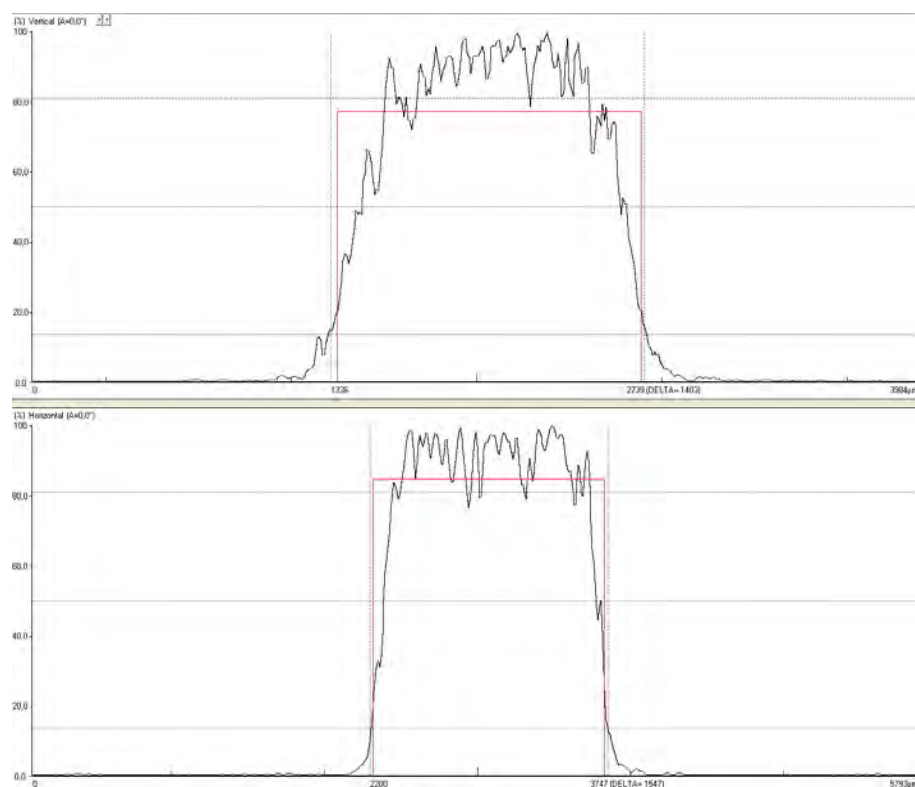


Obr.E.5.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

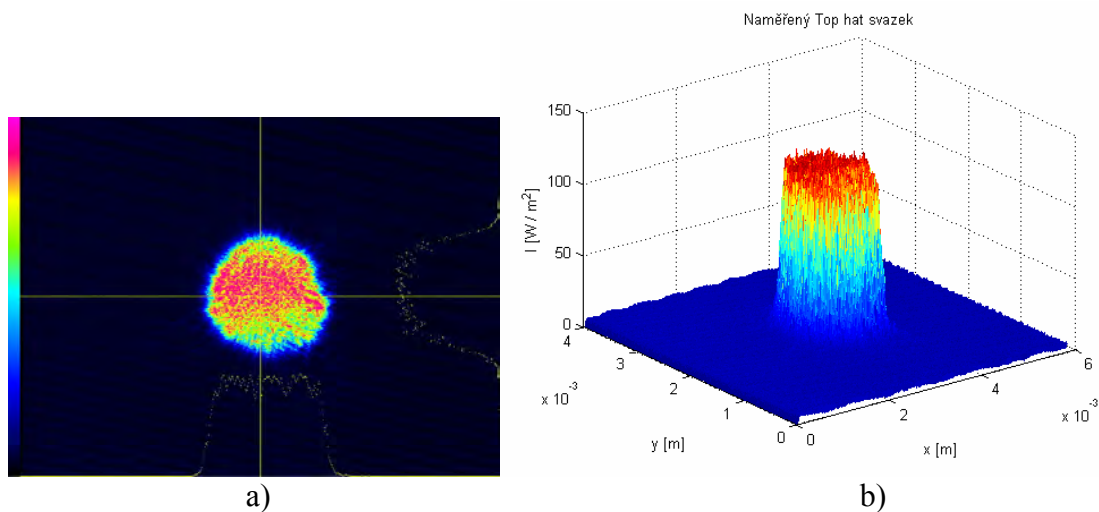


Obr.E.5.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.

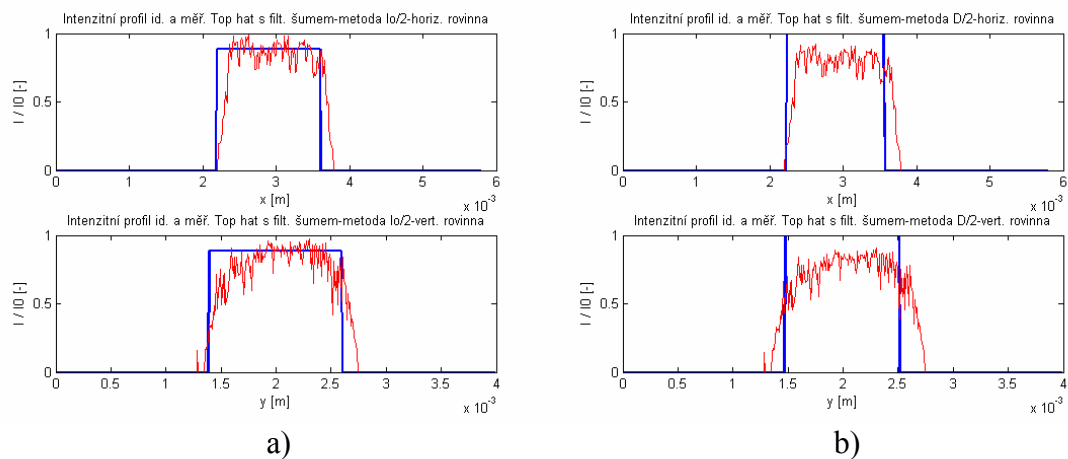
E.6 Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 1,5 mm – AB2



Obr.E.6.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB2) z obslužného programu LBP - $W_x = 774 \mu\text{m}$, $W_y = 702 \mu\text{m}$.

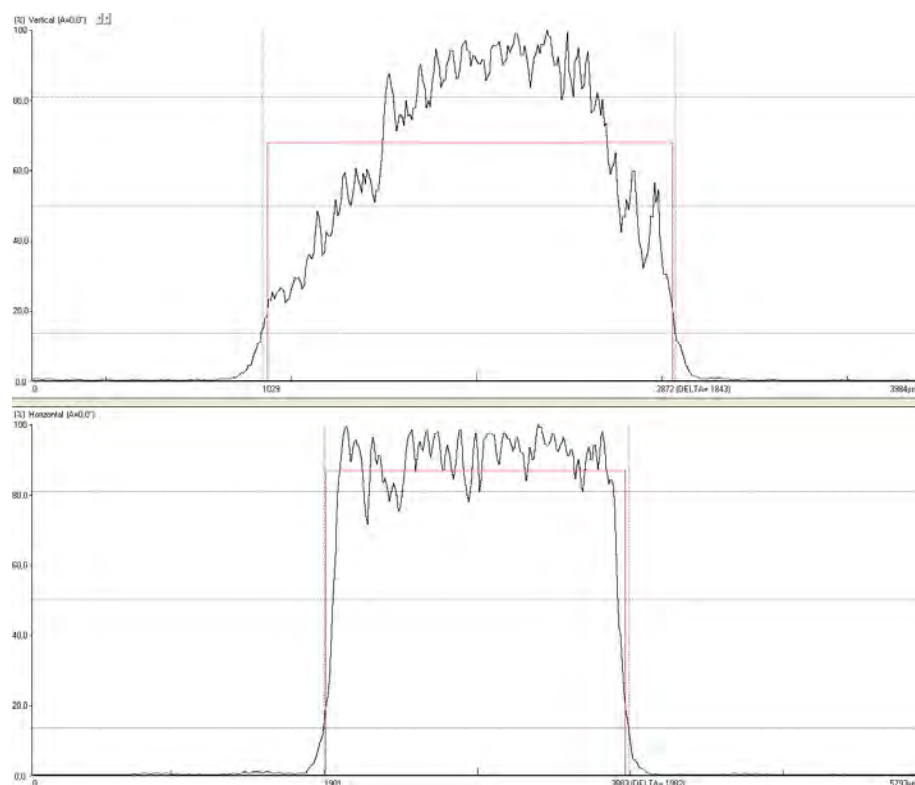


Obr.E.6.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.

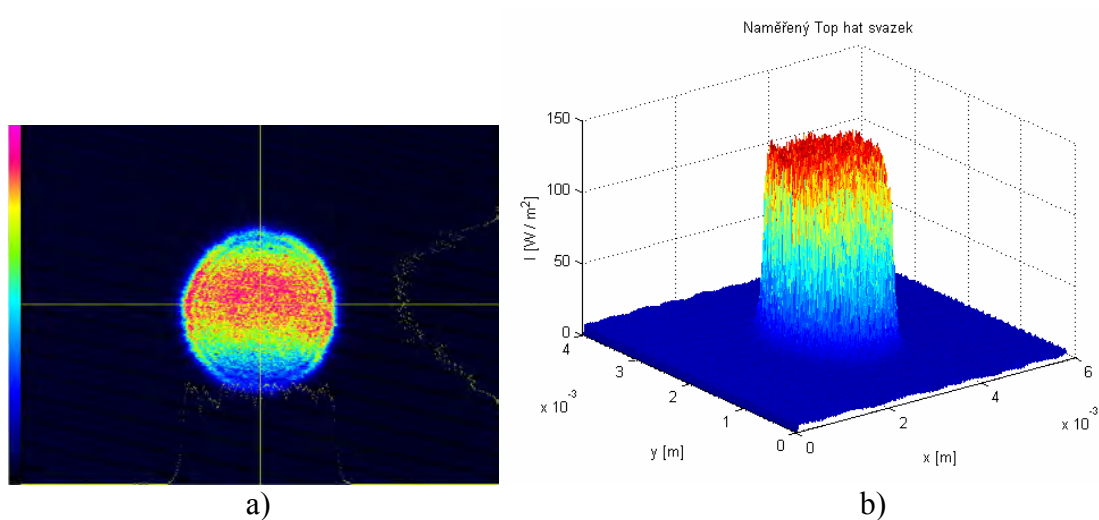


Obr.E.6.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0/2$, b) $\Delta/2$.

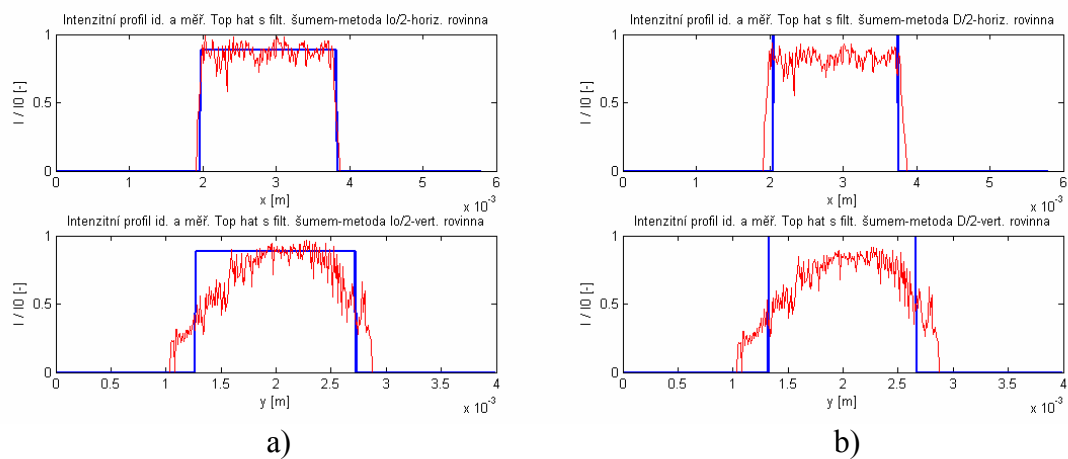
E.7 Tvarovaný svazek z L4 metodou průchodu svazku aperturou 2 mm – AB3



Obr.E.7.1: Intenzitní profil Top hat svazku (AB3) z obslužného programu LBP - $W_x = 991 \mu\text{m}$, $W_y = 922 \mu\text{m}$.



Obr.E.7.2: a) Stopa Top hat svazku z obslužného programu LBP, b) 3D zobrazení měřeného Gaussova svazku.



Obr.E.7.3: Intenzitní profil měřeného a ideálního Top hat svazku - měřený svazek s filtrovaným šumem (červený průběh) a ideální svazek (modrý průběh) - metoda výpočtu id. Top hat svazku: a) $I_0 / 2$, b) $\Delta / 2$.