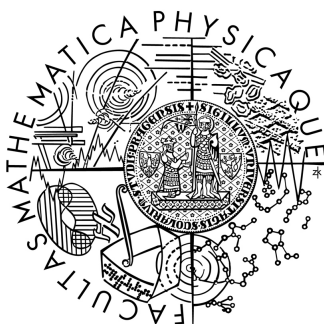


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**



Martin Kozák

### **Studium vlastností gaussovských laserových svazků**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: Doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.

Studijní program: Fyzika, Optika a optoelektronika

2007

Za pomoc s řešením bakalářské práce děkuji především vedoucímu své bakalářské práce Doc. RNDr. Františku Trojánkovi, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne

Martin Kozák

## Obsah:

<b>1. Teoretický úvod</b>	5
1.1. Gaussovský svazek .....	5
1.2. Průchod svazku optickými prvky .....	7
1.3. Reálný gaussovský svazek .....	9
<b>2. Měření a určení parametrů gaussovského laserového svazku</b>	10
2.1. Skenovací hrana .....	10
2.2. Určení parametrů svazku ze dvou měření .....	10
2.3. Určení parametrů svazku ze tří měření .....	11
<b>3. Program na zpracování dat ze skenovací hrany</b>	13
3.1. Obecný popis programu .....	13
3.2. Obrázky s popisem .....	13
3.3. Popis jednotlivých funkcí programu .....	15
3.4. Cíl programu .....	17
<b>4. Výsledky měření</b>	18
4.1. Laser TSUNAMI .....	18
4.2. Polovodičový laser MELLES GRIOT .....	24
4.3. He-Ne laser MELLES GRIOT .....	30
4.4. Závěr, shrnutí výsledků .....	35
<b>Literatura</b>	36

Název práce: **Studium vlastností gaussovských laserových svazků**  
Autor: **Martin Kozák**  
Katedra: **Katedra chemické fyziky a optiky**  
Vedoucí bakalářské práce: **Doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.**  
e-mail vedoucího práce: **Frantisek.Trojaneck@mff.cuni.cz**

Abstrakt:

Gaussovské svazky hrají zásadní roli v laserové fyzice. Světelný svazek vystupující z laseru má obvykle na průřezu gaussovské rozdělení intenzity, tj.  $I = I_0 \exp(-(r/r_0)^2)$ . Gaussovský svazek se při průchodu optickými prvky (např. čočkou), transformuje podle speciálních vztahů. Účelem práce je získání parametrů gaussovských svazků vystupujících z laserů, které máme k dispozici. Práce může být přínosná z hlediska optimalizace fokusace při optických laserových experimentech. Měření parametrů gaussovského svazku se provádí metodou skenovací hrany, která je umístěna na ultrapřesném posuvu řízeném počítačem. Obdržené výsledky pak jsou porovnány s vypočtenými parametry laserového svazku. Součástí práce je také vytvoření programu na zpracování dat ze skenovací hrany.

Klíčová slova: Gaussovský svazek, laser, skenovací hrana

Title: **Studium of characteristics of gaussian laser beams**  
Author: **Martin Kozák**  
Department: **Department of chemical physics and optics**  
Supervisor: **Doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.**  
Supervisor e-mail adress: **Frantisek.Trojaneck@mff.cuni.cz**

Abstract:

Gaussian beams have very important function in laser physics. The light beam coming out of the laser has usually a gaussian distribution of intensity, i.e.  $I = I_0 \exp(-(r/r_0)^2)$ . Gaussian beam transforms by passing through an optical components (for example lens) in accordance with special relations. The aim of the work is to get parameters of gaussian beams coming out of lasers which we have. This work could be useful for optimalization of focusation in optical laser experiments. The assignment of parameters of gaussian beam is done by knife-edge measurement, which is situated on the ultraprecise translation stage controled by computer. The results are compared with the calculated results of gaussian laser beam. One part of the work is also a creation of the software, which can execute the calculation of parameters of gaussian laser beam from dates measured with knife-edge method.

Keywords: Gaussian beam, laser, knife-edge measurement

# 1. Teoretický úvod:

## 1.1 Gaussovský svazek:

V optice je gaussovským svazkem nazývána paraxiální vlna, jejíž amplituda a intenzita mají na průřezu gaussovo (normální) rozdělení. Velmi důležitou roli hraje tento model v laserové optice, protože za určitých idealizovaných podmínek má paprsek vystupující z laseru vlastnosti gaussovského svazku, popsané níže.

Paraxiální vlna je rovinná vlna  $\exp(-ikz)$  modulovaná komplexní obálkou  $A(r)$ , kde  $k=2\pi/\lambda$ . Pro komplexní amplitudu  $U(r)$  platí vztah:

$$U(r) = A(r) \exp(-ikz) \quad (1.1)$$

O obálce předpokládáme, že při změně vzdálenosti o  $\lambda$  bude přibližně konstantní. Jedná se tedy o lokálně rovinnou vlnu, jejíž normály k vlnoplochám jsou paraxiální paprsky. Komplexní amplituda  $U(r)$  musí splňovat Helmholtzovu rovnici:

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad (1.2)$$

Aby byla pro komplexní amplitudu  $U(r)$  splněna Helmholtzova rovnice, musí komplexní obálka řešit paraxiální Helmholtzovu rovnici:

$$\nabla_r^2 A - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

$$\text{kde } \nabla_r^2 = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}.$$

Řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice je paraboloidní vlna:

$$A(r) = \frac{A_1}{z} \exp(-ik \frac{\rho^2}{2z}), \quad \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (1.4)$$

Gaussovský svazek je dalším řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice. Z paraboloidní vlny ho lze získat posunutím komplexní obálky paraboloidní vlny o  $\xi$ :

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp(-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}), \quad q(z) = z - \xi \quad (1.5)$$

Pokud  $\xi$  je komplexní, je (1.5) stále řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice, ale získává jiné vlastnosti. Pokud  $\xi$  je ryze imaginární, např.  $\xi = -iz_0$ , kde  $z_0$  je reálné, definuje vztah (1.5) **komplexní obálku gaussovského svazku**:

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp(-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}), \quad q(z) = z + iz_0 \quad (1.6)$$

Parametr  $z_0$  je nazýván Rayleighova vzdálenost.

Abychom oddělili amplitudu a fázi komplexní obálky, prepíšeme funkci  $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + iz_0}$  pomocí její reálné a imaginární části.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (1.7)$$

$W(z)$  a  $R(z)$  jsou nově definované reálné funkce.  $W(z)$  popisuje pološířku svazku a  $R(z)$  poloměr křivosti svazku. S využitím vztahů (1.6) a (1.1) dostáváme vztah pro **komplexní amplitudu gaussovského svazku**:

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right] \quad (1.8)$$

Vztahy pro parametry gaussovského svazku jsou:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

$$\zeta(z) = \operatorname{arctg}\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.11)$$

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

kde  $W_0$  je pološířka v nejužším místě (středu) svazku a  $z_0$  je ohnisková hloubka svazku. Ze vztahu (1.12) plyne, že není možné fokusovat svazek do libovolně malé středové pološířky aniž bychom nezmenšovali také jeho ohniskovou hloubku.

Z těchto rovnic je možné určit vlastnosti gaussovského svazku. Intenzita optického záření  $I(\rho, z) = |U(r)|^2$  je funkcí axiální vzdálenosti  $z$  a radiální vzdálenosti  $\rho = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ :

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)}\right]^2 \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right] \quad (1.13)$$

Pro každé  $z$  je intenzita gaussovskou funkcí radiální vzdálenosti  $\rho$ . Proto je tato vlna nazývána gaussovským svazkem. Někteří autoři volí jinou definici pološířky  $W'(z)$  ze vztahu:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W'(z)}\right]^2 \exp\left[-\frac{\rho^2}{W'^2(z)}\right], \text{ přičemž } W(z) = W'(z)\sqrt{2}$$

Pro fázi gaussovského svazku dostáváme vztah:

$$\varphi = kz - \zeta(z) + k \frac{\rho^2}{2R(z)} \quad (1.14)$$

kde  $kz$  je člen odpovídající rovinné vlně,  $\zeta(z)$  je odchylka fáze gaussovského svazku od rovinné vlny na ose a člen  $k \frac{\rho^2}{2R(z)}$  určuje zakřivení vlnoplochy svazku v závislosti na  $z$ .

Pro popis svazku se zavádí další parametr, který určuje úhlovou divergenci svazku. Ve velké vzdálenosti se svazek rozbíhá přibližně lineárně a vytváří kužel s vrcholovým úhlem  $2\theta_0$ .

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi z_0}} \quad (1.15)$$

## 1.2 Průchod svazku optickými prvky:

Gaussovský svazek prošlý tenkou čočkou zůstává za předpokladu paraxiální aproximace stále gaussovským, pouze se změní jeho parametry. Pro nalezení parametrů prošlého svazku je třeba vynásobit komplexní amplitudu svazku komplexní amplitudovou propustností tenké čočky. Přitom se nezmění šířka svazku v místě čočky, změní se pouze jeho poloměr křivosti  $R(z)$ . Komplexní amplitudová propustnost tenké čočky je úměrná  $\exp(ik\rho^2/2f)$ , kde  $f$  je ohnisková vzdálenost čočky, kladná pro spojné čočky a záporná pro rozptylné čočky. Fáze vlny v rovině čočky se tedy změní:

$$kz_{coc} + k \frac{\rho^2}{2R(z_{coc})} - \zeta(z_{coc}) - k \frac{\rho^2}{2f} = kz_{coc} + k \frac{\rho^2}{2R'(z_{coc})} - \zeta(z_{coc}) \quad (1.16)$$

kde  $z_{coc}$  je  $z$ -ová vzdálenost čočky od středu svazku a pro  $R, R'$  a  $f$  platí:

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \quad (1.17)$$

Prošlá vlna je tedy také gaussovským svazkem s pološířkou  $W'(z_{coc}) = W(z_{coc})$  a poloměrem křivosti  $R'$ , pro nějž platí (1.17). Ze známé pološířky a poloměru křivosti svazku v určitém bodě můžeme vypočítat ostatní parametry gaussovského svazku prošlého čočkou. Pro pološířku ve středu transformovaného svazku dostaneme vztah:

$$W'_0 = \frac{W(z_{coc})}{\left[1 + (\pi W^2(z_{coc}) / \lambda R'(z_{coc}))^2\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.18)$$

a pro polohu jeho středu vztah:

$$-z' = \frac{R'(z_{coc})}{1 + [\lambda R'(z_{coc}) / \pi W^2(z_{coc})]^2} \quad (1.19)$$

Znaménko mínus odpovídá tomu, že střed prošlého svazku se nachází za čočkou. Po dosazení vztahů (1.9) a (1.10) do rovnic (1.17) a (1.19) dostaneme rovnice, svazující parametry původního svazku s parametry svazku prošlého čočkou.

### Transformační vztahy pro paprsek prošlý tenkou čočkou:

$$W'_0 = MW_0 \quad (1.20), \quad (z' - f) = M^2(z - f) \quad (1.21)$$

$$z'_0 = M^2 z_0 \quad (1.22), \quad \theta'_0 = \frac{\theta_0}{M} \quad (1.23)$$

$$M = \frac{M_r}{(1 + r^2)^{1/2}} \quad (1.24),$$

kde  $M$  je příčné zvětšení,  $r = \frac{z_0}{z - f}$  a  $M_r = \left| \frac{f}{z - f} \right|$ .

Pro svazek odražený od kulového zrcadla platí obdobný vztah jako pro svazek prošlý tenkou čočkou:

$$\frac{1}{R''} = \frac{1}{R'} + \frac{2}{R} \quad (1.25)$$

Parametry odraženého svazku lze tedy určit podobným způsobem jako parametry svazku prošlého čočkou, jejíž ohnisková vzdálenost je  $f = -R/2$ . Navíc se změnil směr šíření svazku.  $R$  je v této konvenci kladné pro vypuklá zrcadla a záporné pro dutá zrcadla.

### Průchod libovolnou optickou soustavou

Libovolná optická soustava je v paraxiální aproximaci popsána maticí  $2 \times 2$ , která transformuje polohu a směr dopadajícího svazku na polohu a směr prošlého svazku. Řekněme, že optická soustava je charakterizována maticí  $\mathbf{M}$  s prvky  $(A, B, C, D)$ . Potom jsou parametry  $q_1$  a  $q_2$  definované rovnicí (1.7) dopadajícího a prošlého svazku spojeny vztahem:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (1.26)$$



Tato rovnice je nazývána zákon ABCD. Jelikož parametry  $q_1$  a  $q_2$  popisují pološířku svazku  $W(z)$  a poloměr křivosti  $R(z)$  popisuje tento zákon transformaci svazku pro libovolnou paraxiální soustavu. Pro průchod svazku tenkou čočkou se tato teorie shoduje se vztahy (1.20) až (1.24) a plyne z ní rovnice:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{D}{q_1} + C \quad (1.27)$$

Pro maticové prvky  $A$  a  $B$  matice popisující tenkou čočku platí  $A = 1$  a  $B = 0$ .

Vztahy odvozené výše platí pouze pro soustavy z řady souose uspořádaných prvků, přičemž jsou splněny podmínky paraxiální aproximace.

### 1.3. Reálné gaussovské svazky:

Teorie, uvedená výše, popisuje ideální gaussovský svazek a jeho vlastnosti. Ukazuje se však, že reálné svazky vycházející z laserů či svazky prošlé některými speciálními typy čoček (např. cylindrickou čočkou) se mohou od tohoto ideálního případu lišit. Prozatím jsme předpokládali, že svazek je axiálně symetrický kolem své osy. Pomocí této teorie lze ovšem popsat i svazky, jež mají různé  $W_0$  (pološířku ve středu svazku) a  $z_{stř}$  (polohu středu svazku) ve dvou na sebe kolmých směrech  $x$  a  $y$ . To je popsáno ve [3]. Takovéto svazky se nazývají ortogonální astigmatické gaussovské svazky a aplikací vzorců výše na jejich jednotlivé složky získáme vztahy, popisující šíření a průchod těchto svazků optickými systémy.

Pokud je např.  $W_{0,x} = 2W_{0,y}$  a střed svazku má v obou rovinách shodnou  $z$ -ovou souřadnici, plyne ze vztahu (1.15) pro úhlové divergence rovinách  $x$  a  $y$  vztah:  $\theta_{0,x} = 1/2 \theta_{0,y}$ . Z těchto vztahů je patrné, že stopou svazku jsou elipsy, jejichž hlavní poloosa je nejprve ve směru osy  $x$  a pro zvětšující se vzdálenost plynule přejde do směru osy  $y$ . Stopa je kruhová pro vzdálenost  $z = \sqrt{2}/2 z_0$  od středu svazku.

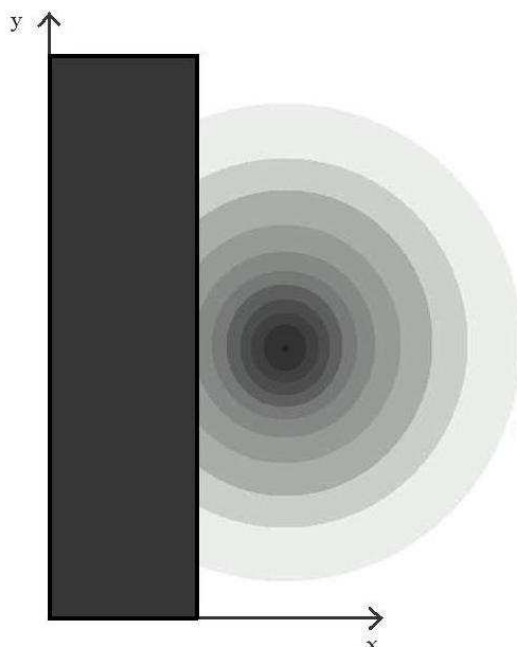
Složitější je situace u obecného astigmatického svazku, u kterého dochází také k rotaci hlavních poloos elips tvořících stopu svazku kolem osy svazku. Tyto svazky mohou vzniknout z ideálního gaussovského svazku např. použitím dvou cylindrických čoček, které mezi sebou svírají úhel různý od  $0^\circ$  a  $90^\circ$ . Pro popis takovýchto svazků se používá komplexní symbolika a jejich šíření je složitější než u ortogonálních svazků.

Informace pro teoretický úvod k mé bakalářské práci jsem čerpal převážně z knihy [1], E. A. Saleh, Základy fotoniky 1, 87-109.

## 2. Měření a určení parametrů gaussovského laserového svazku:

### 2.1. Skenovací hrana:

Skenovací hrana je zařízení na měření intenzity  $I$  prošlého světla v závislosti na posunu lineární hrany.



Obr. 2.1. – Skenovací hrana

Intenzita je úměrná signálu z fotodetektoru, umístěného za skenovací hranou a je dána jako:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{x'} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w^2}} dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{w^2}} dy \int_{-\infty}^{x'} e^{-\frac{2x^2}{w^2}} dx = \frac{\pi w^2}{4} \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \frac{x}{w}\right) \right] \quad (2.1)$$

kde erf je tzv. chybová funkce. Podle (2.1) je možné určit parametr  $w$  z funkce erf, proložené naměřenými body. Pološířka svazku  $w$  je definována jako axiální vzdálenost osy svazku a místa, kde intenzita  $I$  poklesne na  $1/e^2$  hodnoty na ose svazku.

$$I(x = w/\sqrt{2}) = 0,9213504 I_{\max}$$

$$I(x = w) = 0,9772499 I_{\max} \quad (2.2)$$

Pološířku svazku lze v principu určit i z derivace naměřené závislosti, která má podle vztahu (1.13) pro intenzitu světla v závislosti na axiální vzdálenosti od osy svazku tvar gaussovy křivky. Je-li přesnost provedených měření dostatečná a byla-li tato měření provedena s malými posuvy hrany (naměřených bodů je alespoň 20), je možné tyto hodnoty diferencovat, pak jimi proložit gaussovu funkci a získat tak průběh intenzity v daném místě svazku. Z této funkce je možné určit pološířku svazku podle vzdálenosti, ve které klesne intenzita na  $1/e^2$  největší hodnoty.

Toto určení pološířky je ovšem zatíženo mnohem větší chybou měření, protože při diferencování naměřených bodů se každá odchylka od ideálního průběhu (funkce erf. nebo erfc.) projeví mnohem větším skokem v diferenci.

## 2.2. Určení parametrů svazku ze dvou měření

Pokud znám dvě hodnoty pološířky ve dvou různých  $z$ -ových souřadnicích, můžu z těchto hodnot vypočítat parametry laserového svazku. Vyjdou dvě řešení, mezi kterými je možné rozhodnout buď vyloučením jednoho z nich v důsledku znalosti např. úhlové divergence svazku nebo třetím měřením.

$$W_0 = \left( \frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad W(z) = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$W_1 = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{(z_1 - z_{stř})\lambda}{W_0^2 \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad W_2 = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{(z_2 - z_{stř})\lambda}{W_0^2 \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Řešením této soustavy rovnic je:

$$W_0^2 = \frac{W_1^2 + W_2^2 \pm \sqrt{W_1^2 W_2^2 - \left( \frac{\lambda}{\pi} (z_2 - z_1) \right)^2}}{\left( \frac{\pi (W_2^2 - W_1^2)}{\lambda (z_2 - z_1)} \right)^2 + 4} \quad (2.3)$$

kde:

$W_1, W_2$  jsou pološířky svazku při  $z$ -ových souřadnicích  $z_1, z_2$ . Střed svazku se vypočte ze vztahu:

$$z_{stř} = z_1 \pm \frac{\pi W_0}{\lambda} \sqrt{W_1^2 - W_0^2} = z_2 \pm \frac{\pi W_0}{\lambda} \sqrt{W_2^2 - W_0^2} \quad (2.4)$$

přičemž řešení s plus nebo minus musí odpovídat vybranému řešení  $W_0$ .

Z těchto dvou parametrů je (při znalosti vlnové délky světla) pomocí vztahů (1.12) a (1.15) již možné vypočítat ostatní parametry gaussovského svazku.

## 2.3. Určení parametrů svazku ze tří měření

Pokud změříme pološířku ve třech místech svazku, určují tato tři měření parametry svazku jednoznačně. Jelikož reálné svazky vystupující z laserů odpovídají teoretickému gaussovskému svazku jen přibližně, musíme k charakterizaci svazku použít pouze aproximaci gaussovského svazku. Zkusme tedy předpokládat, že pološířka ve středu svazku  $W_0$  a jeho ohnisková hloubka  $z_0$  jsou nezávislé a že tedy vztah (1.12) platí pouze přibližně, ale že pro závislost pološířky svazku  $W(z)$  platí vztah (1.9). Máme-li tři měření, musíme řešit soustavu tří rovnic:

$$W_1 = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{(z_1 - z_{stř})\lambda}{W_0^2 \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad W_2 = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{(z_2 - z_{stř})\lambda}{W_0^2 \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$W_3 = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{(z_3 - z_{stř})\lambda}{W_0^2 \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

kde třemi neznámými, které je třeba určit jsou  $W_0$ ,  $z_0$  a  $z_{stř}$ . Po vyřešení této soustavy vyjde vztah pro polohu středu svazku  $z_{stř}$ :

$$z_{stř} = \frac{W_1^2(z_3^2 - z_2^2) + W_2^2(z_1^2 - z_3^2) + W_3^2(z_2^2 - z_1^2)}{2[W_1^2(z_3^2 - z_2^2) + W_2^2(z_1^2 - z_3^2) + W_3^2(z_2^2 - z_1^2)]} \quad (2.5)$$

odkud lze získat ohniskovou hloubku svazku  $z_0$ :

$$z_0 = \sqrt{\frac{W_1^2(z_2 - z_{stř})^2 - W_2^2(z_1 - z_{stř})^2}{W_2^2 - W_1^2}} \quad (2.6)$$

ze kterého lze následně dopočítat pološířku ve středu svazku  $W_0$ :

$$W_0 = \sqrt{\frac{W_1^2}{1 + \frac{(z_1 - z_{stř})^2}{z_0^2}}} \quad (2.7)$$

Vlnová délka ideálního gaussovského svazku odpovídající tomuto řešení je:

$$\lambda = \frac{W_0^2 \pi}{z_0} \quad (2.8)$$

Díky tomu, že reálné svazky jsou od teoretických odlišné, je potřeba popsat také míru této odlišnosti. To se v praxi realizuje zavedením parametru  $M^2$  určujícího kvalitu svazku. Výpočet tohoto parametru je popsán v oddílu 4.1.

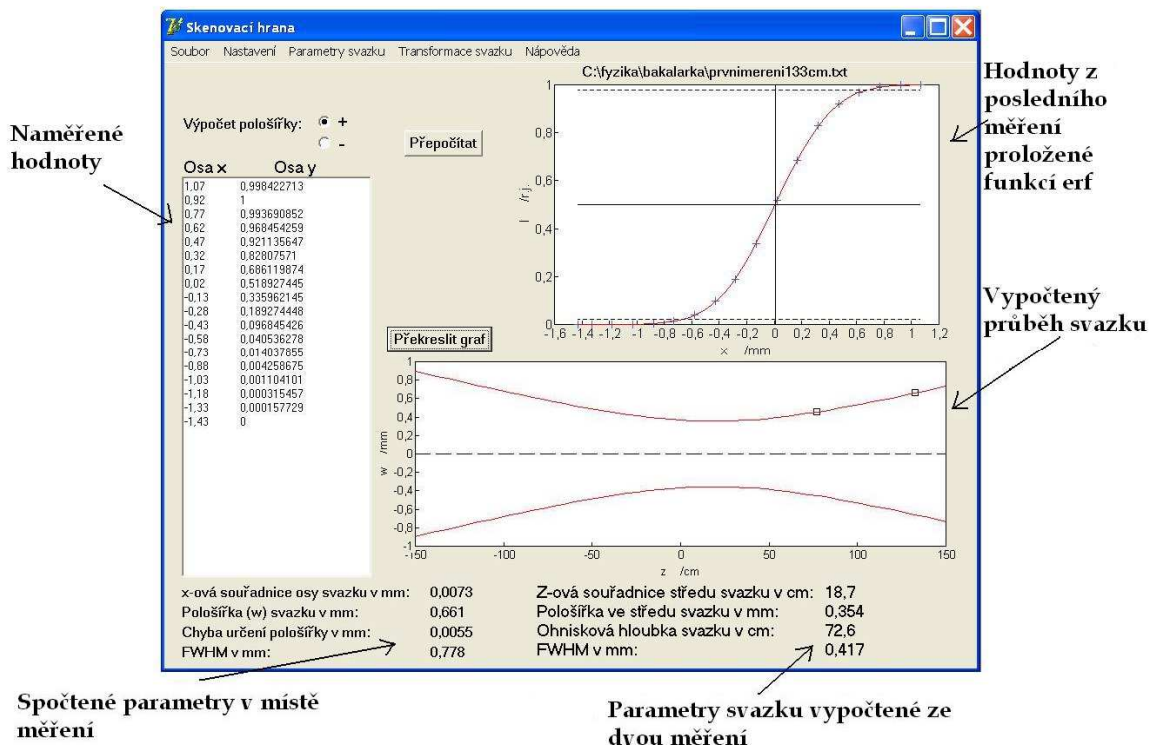
### 3. Program na zpracování dat ze skenovací hrany:

Součástí mé bakalářské práce bylo také vytvoření programu, který by zpracovával a vyhodnocoval naměřená data ze skenovací hrany. Program jsem dále přizpůsobil některým dalším požadavkům a návrhům, jednak aby byl kompatibilní s dalšími programy používanými v této problematice a také aby byl pro uživatele dobře srozumitelný. Programoval jsem v jazyce Pascal v programu Borland Delphi 7. CD s programem je přiloženo k práci. K tomuto programu jsem vytvořil stručný uživatelský manuál:

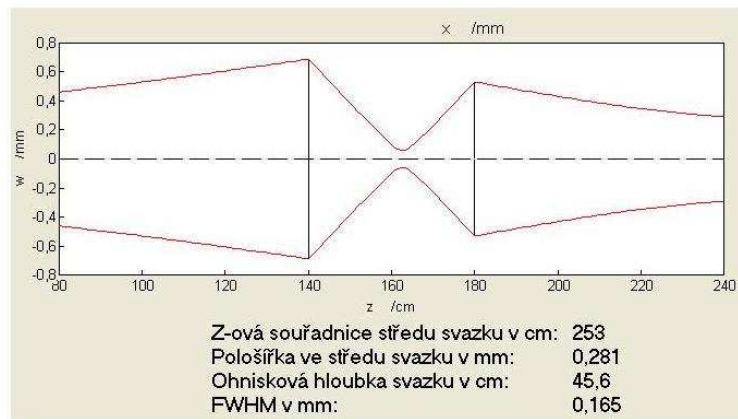
#### 3.1. Obecný popis programu:

Skenovací hrana je zařízení na změření pološířky laserového svazku pomocí přesného posuvu hrany a měření intenzity prošlého světla. Program, který jsem vytvořil, dokáže načíst naměřená data ze souboru \*.DAT nebo \*.TXT a proložit jimi metodou nejmenších čtverců chybovou funkci erf (popř. erfc). Z parametrů určených fitováním vypočítá pološířku svazku v místě měření,  $x$ -ovou souřadnici osy svazku, statistickou chybu určení pološířky a FWHM (šířku svazku v polovině maximální intenzity) svazku. Umí pracovat i s větším počtem měření, ze kterých dokáže určit parametry gaussovského svazku, což je hlavním cílem měření. Ze dvou nebo ze tří souborů měření ve dvou, resp. třech různých místech vypočítá pološířku ve středu svazku, jeho ohniskovou hloubku, polohu středu svazku a FWHM ve středu svazku. Dále je také možné simulovat průchod svazku jednou nebo dvěma čočkami nebo odraz od kulového zrcadla s výpočtem parametrů výsledného svazku. Naměřená data lze ukládat do souboru \*.DAT nebo \*.TXT a dále je zpracovávat.

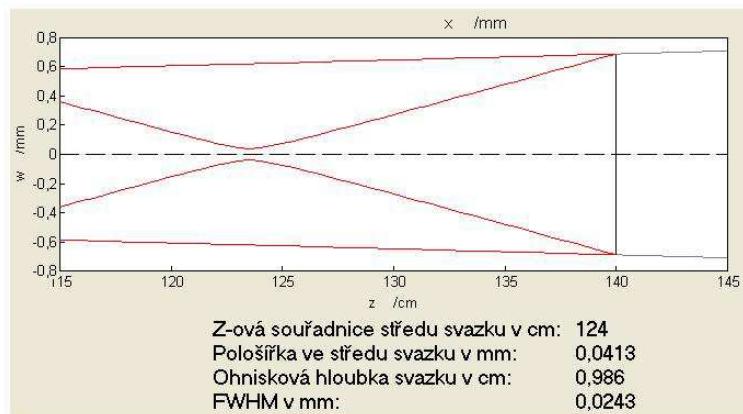
#### 3.2. Obrázky s popisem



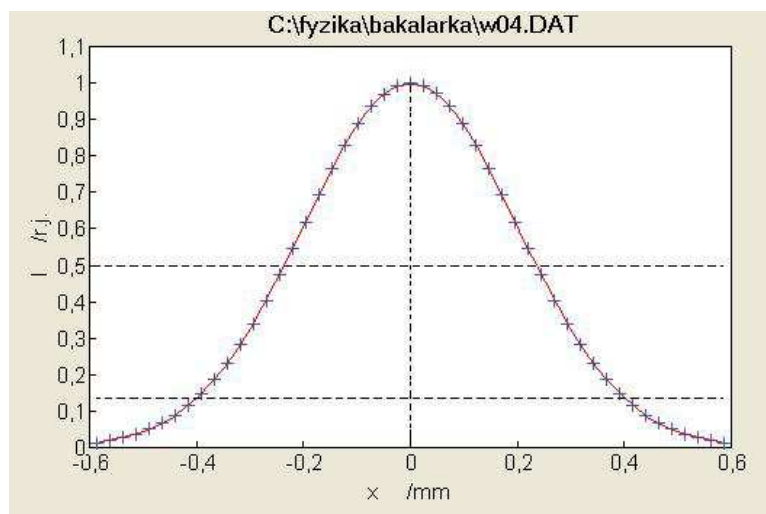
Obr. 3.1. – Schéma programu



Obr. 3.2. – Simulace průchodu svazku dvěma čočkami s vypočtenými parametry výsledného svazku



Obr. 3.3. – Simulace odrazu svazku od sférického zrcadla s vypočtenými parametry výsledného svazku



Obr. 3.4. – Nafitovaný průběh intenzity svazku v místě měření v závislosti na vzdálenosti od osy z

### 3.3. Popis jednotlivých funkcí programu:

#### a) Vstupní a výstupní soubor:

Pro načtení dat do programu jsem zvolil nejjednodušší variantu, kdy vstupním souborem je textový nebo datový soubor, který obsahuje dva sloupce čísel oddělených tabelátorem nebo mezerou (hodnoty posuvu hrany v prvním sloupci a hodnoty relativní intenzity ve druhém sloupci). Program zvládne soubory, které používají jako desetinnou čárku buďto čárku nebo tečku. Pokud nejsou data v relativních jednotkách (soubor je záznamem měření), program vydělí všechny hodnoty nejvyšší naměřenou hodnotou a tím je přepíše do relativních jednotek. Data se načítají v menu „Soubor“, „Načíst data ze souboru“. Naměřená data se i s proloženou funkcí erf nebo erfc zobrazí v horním grafu.

Výstupem je také soubor \*.DAT nebo \*.TXT, ve kterém je uložena tabulka s vypočtenými hodnotami měřených veličin. V případě, že byly vypočteny hodnoty parametrů svazku, jsou ve výstupním souboru také uloženy. Data se ukládají v menu „Soubor“, „Uložit data do souboru“.

#### b) Proložení funkce erf naměřenými daty:

Chybová funkce erf nelze složit pomocí kombinace elementárních funkcí. Proto jsem pro výpočet jejich hodnot použil Taylorův rozvoj kolem nuly:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{(2n+1)!!} z^{2n+1} \quad (3.1)$$

Fitování probíhá metodou nejmenších čtverců, kdy se postupně v cyklu mění dva parametry funkce erf, její střed a „šířka“, až program dosáhne požadované přesnosti. Z těchto parametrů se potom spočte pološířka svazku, FWHM,  $x$ -ová souřadnice středu svazku a chyba určení pološířky. Vypočtená chyba určení pološířky je pouze chybou statistickou, tzn. nejsou do ní započteny chyby jednotlivých měření. Chyba určení pološířky je vypočtena podle vztahu pro disperzi parametru při fitování metodou nejmenších čtverců:

$$\sigma_w = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \operatorname{erf}(x_i))^2}{n-1} \cdot \operatorname{erf}'(0,977) \quad (3.2)$$

kde  $y_i$  jsou hodnoty naměřené intenzity a  $\operatorname{erf}'(0,977)$  je derivace chybové funkce v bodě odečítání pološířky  $w$ . Chyba měření je pouze orientační a záleží na průběhu daného fitu. Chyba proložení erf a určení pološířky způsobená programem se pohybuje kolem osmé platné cifry.

#### c) Proložení gaussovy funkce naměřenými daty:

Intenzita světla závisí v libovolném místě svazku na axiální vzdálenosti od osy svazku  $\rho$  podle vztahu (1.13). Protože data naměřená metodou skenovací hrany odpovídají funkci erf, definované vztahem (3.1), lze jejich diferencováním získat průběh intenzity v daném místě měření. Diferencováním je myšleno vydělení rozdílu dvou sousedních naměřených hodnot

jejich vzdáleností. Z tohoto přibližného výpočtu je patrně, že aby tyto body odpovídaly gaussově křivce, je potřeba mít dostatečný počet měření, která budou navíc velice přesná.

Po načtení naměřených dat se jimi proloží funkce erf a z ní program vypočte pološířku svazku. K zobrazení závislosti intenzity svazku na vzdálenosti od osy slouží tlačítko „*Průběh intenzity*“, které se zobrazí vždy s horním grafem. Gaussova křivka je proložena daty metodou nejmenších čtverců. Pro vrácení skutečných naměřených dat proložených funkcí erf slouží tlačítko „*Hrana (erf)*“.

#### **d) Výpočet parametrů svazku ze dvou měření:**

Pro vypočtení parametrů svazku ze dvou měření jsem v programu použil vzorce (2.3) a (2.4). Na výběr jsou zde dvě možnosti výpočtu pološířky ve středu svazku, „+“ a „-“, podle nichž je vybráno plus nebo mínus ve výpočtu dle vztahu (2.3).

K vyvolání této funkce slouží menu „*Parametry svazku*“, „*Ze dvou měření*“. Před načtením souboru s daty z prvního měření je třeba zadat do příslušných editů vlnovou délku měřeného svazku a z-ovou souřadnici prvního měření, resp. druhého měření. Naměřená data z obou měření se i s proloženou funkcí erf nebo erfc zobrazí v horním grafu, část svazku (závislost pološířky na z-ové souřadnici) kolem obou měření se zobrazí na spodním grafu.

#### **e) Výpočet parametrů svazku ze tří měření:**

Pro vypočtení parametrů svazku ze tří měření jsem použil vzorce (2.6), (2.7) a (2.8). Tři měření určují parametry svazku jednoznačně. Tento postup je podrobněji popsán v části 2.3.

K této funkci přísluší menu „*Parametry svazku*“, „*Ze tří měření*“. Před načtením jednotlivých souborů je třeba zadat z-ové souřadnice těchto měření. Naměřená data se opět zobrazí i s fitovanou funkcí erf nebo erfc na horním grafu, průběh svazku, resp. pološířky, v závislosti na z-ové souřadnici se zobrazí na spodním grafu.

#### **f) Výpočet parametrů svazku ze dvou předem známých pološířek:**

Pokud již předem známe pološířky ve dvou místech svazku a k nim příslušející z-ové souřadnice, lze parametry svazku vypočítat přímo, rovněž pomocí vztahů (2.3) a (2.4).

Pro spuštění tohoto výpočtu je určeno menu „*Parametry svazku*“, „*Ze dvou zadaných pološířek*“. Po spuštění této procedury je třeba zadat dvě pološířky, k nim příslušející z-ové souřadnice, vlnovou délku svazku a vybrat ve výpočtu (2.3) plus nebo mínus. Po provedení výpočtu se průběh svazku zobrazí opět na spodním grafu.

#### **g) Průchod svazku tenkou čočkou, dvěma čočkami nebo odraz od zrcadla:**

Program umí také simulovat průchod svazku, jehož parametry spočte, jednou nebo dvěma čočkami nebo jeho odraz od kulového či rovinného zrcadla. K vypočítání parametrů transformovaného svazku používá vztahy (1.20), (1.21), (1.22), (1.23), (1.24) a (1.25).

Tato funkce se spouští v menu „*Transformace svazku*“, kde jsou na výběr tři možnosti: „*Zadání parametrů soustavy pro jednu čočku*“, „*Zadání parametrů soustavy pro dvě čočky*“ a „*Zadání parametrů soustavy pro zrcadlo*“. Po spuštění je třeba ve zobrazeném okně zadat



polohu a ohniskovou vzdálenost jedné čočky, dvou čoček nebo polohu a poloměr křivosti zrcadla.

### **h) Funkce překreslení spodního grafu:**

Po načtení dvou měření a vypočtení parametrů svazku se zobrazí průběh svazku na spodním grafu. Základní nastavení grafu zobrazí svazek mezi měřeními a do vzdálenosti 50 cm od nich na obě strany. Někdy ovšem uživatel potřebuje vidět svazek v jiné oblasti. Proto lze spodní graf překreslit mezi dvěma libovolnými  $z$ -ovými mezemi.

K překreslení grafu slouží tlačítko „*Nastavení osy z*“, které se objeví pokud je na spodním grafu načten nějaký svazek. Po spuštění funkce je třeba zadat spodní a horní  $z$ -ovou souřadnici grafu. Překreslovat lze i svazky prošlé jednou nebo dvěma čočkami či odražené od zrcadla, a to do libovolného intervalu.

### **i) Nastavení:**

Zobrazované výsledky vypočtené programem je možné zaokrouhlit na různý počet platných míst, buď podle potřeb uživatele nebo podle přesnosti měření. K tomuto účelu slouží menu „*Nastavení*“, kde je možné měnit počet platných míst zobrazených výsledků od 2 do 5, přičemž základní nastavení při spuštění programu jsou tři platné cifry.

Další kolonkou v menu nastavení je „*Určení pološířky*“, kde lze volit mezi možnostmi spočtení pološířky svazku z proložené funkce  $\text{erf}$  nebo  $\text{erfc}$  ( menu „*Z fitované funkce erf*“ ) a spočtením pološířky z naměřených bodů v okolí hodnot relativní intenzity 0,9213504 a 0,0786496 ( menu „*Z naměřených bodů*“ ), přičemž základním nastavením je výpočet pološířky z nafitované funkce, protože tato metoda je přesnější. Její spočtení z naměřených bodů lze použít, když fit v oblasti pološířky dostatečně neodpovídá naměřeným bodům.

Tato funkce najde vždy dva body kolem hodnoty intenzity 0,9213504 a dva body kolem 0,0786496, což jsou oblasti, které nás zajímají. Potom každou dvojicí proloží přímkou a odečte místo, kde je hodnota relativní intenzity na této přímce rovna 0,9213504 resp. 0,0786496.

Polovina rozdílu těchto dvou  $x$ -ových souřadnic vynásobená  $\sqrt{2}$  je pološířkou svazku.

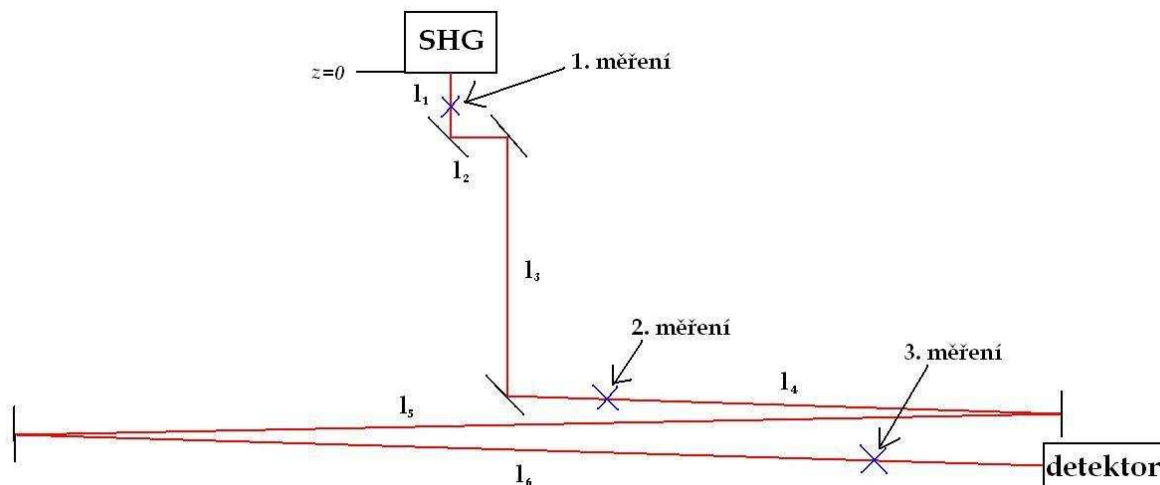
## **3.4. Cíl programu**

Cílem programu je usnadnit uživateli zpracovávání naměřených dat ze skenovací hrany s možností uložení a dalšího využití a poskytnout mu možnost simulovat průchod změřeného svazku jednoduchými optickými prvky. V programu je rovněž možné interaktivně měnit hodnoty parametrů optické soustavy a sledovat působení těchto změn na procházející svazek.

## 4. Výsledky měření

### 4.1. Laser TSUNAMI

Nejprve jsem měřil charakteristiku svazku o vlnové délce  $\lambda = 800$  nm, vycházejícího z pulsního femtosekundového titan-sařirového laseru TSUNAMI. Měření jsem prováděl na svazku vystupujícím z SHG (generátor druhé harmonické frekvence). Počátek osy  $z$  jsem tedy umístil do výstupní roviny z SHG. Měřil jsem pološířku na třech místech svazku, v každém místě ve dvou na sebe kolmých směrech, abych byl schopen určit také parametr elipticity svazku. Aby byl vliv chyb měření co nejmenší, potřeboval jsem co největší vzdálenost mezi jednotlivými měřeními. Toho jsem dosáhl pomocí několikanásobného odrazu svazku od rovinných zrcadel. Schéma je na obrázku 4.1.



Obr. 4.1. – Schéma měření svazku z titan-sařirového laseru TSUNAMI

Vzdálenosti  $l_1 - l_6$  byly změřeny s přesností 1 cm.

$$l_1 = 28 \text{ cm} \quad l_2 = 23 \text{ cm} \quad l_3 = 124 \text{ cm}$$

$$l_4 = 142 \text{ cm} \quad l_5 = 276 \text{ cm} \quad l_6 = 272 \text{ cm}$$

Celková dráha svazku od SHG do detektoru  $l$  byla:

$$l = (865 \pm 6) \text{ cm}$$

Na obrázku 4.1. jsou modrými křížky označena místa, kde byla změřena pološířka svazku ve dvou na sebe kolmých rovinách. Měřil jsem ve vodorovné a ve svislé rovině, jelikož předpokládám, že hlavní a vedlejší poloosy elipsy tvořící stopu svazku jsou rovnoběžné s vodorovným, resp. svislým směrem. Pokud by tento předpoklad nebyl splněn, bylo by nutné změřit pološířku svazku ještě v dalším nezávislém směru a z těchto tří měření následně spočítat také úhel sklonu elipsy.  $Z$ -ové souřadnice jednotlivých měření jsou:

$$1. \text{ měření: } z_1 = (22 \pm 1) \text{ cm}$$

$$2. \text{ měření: } z_2 = (204 \pm 3) \text{ cm}$$

$$3. \text{ měření: } z_3 = (820 \pm 5) \text{ cm}$$

Pološířky v jednotlivých měřeních spolu s výpočtem parametrů jsou uvedeny v tabulce 4.1. Všechna měření byla zpracována pomocí programu „Skenovací hrana“, který jsem za tímto účelem vytvořil. Měření jsem nejdříve proložil funkcí erf a z ní určil pološířku svazku, poté jsem pro srovnání použil i druhou metodu nalezení pološířky přímo z naměřených bodů, jak je popsáno v 3.3. i). Parametry svazku jsem v programu vypočetl ze všech tří měření jak je uvedeno ve 2.3., tedy bez uvážení vztahu (1.12) mezi  $W_0$ ,  $z_0$  a  $\lambda$ .

Tab. 4.1: Měření laseru TSUNAMI

Měření provedená ve svislé rovině:			
z/cm	$W_S(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_S(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
22	0,87	0,85	0,02
204	0,61	0,61	0,01
820	3,5	4,1	0,1
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0S}/\text{mm}$	$z_{0S}/\text{cm}$	$z_{strS}/\text{cm}$
(erf)	<b>0,54 ± 0,02</b>	<b>104 ± 10</b>	<b>150 ± 20</b>
(body)	<b>0,48 ± 0,04</b>	<b>80 ± 15</b>	<b>140 ± 30</b>
Měření provedená ve vodorovné rovině:			
z/cm	$W_V(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_V(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
22	0,96	0,96	0,01
204	0,95	1,07	0,02
820	2,44	2,55	0,05
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0V}/\text{mm}$	$z_{0V}/\text{cm}$	$z_{strV}/\text{cm}$
(erf)	<b>0,91 ± 0,03</b>	<b>280 ± 10</b>	<b>120 ± 20</b>
(body)	<b>0,96 ± 0,05</b>	<b>310 ± 15</b>	<b>50 ± 30</b>

$\sigma_w$  v tabulce 1. je statistická chyba určení pološířky z proložené funkce erf, daná vztahem (3.2). Chyby určení pološířky ve středu svazku  $W_0$ , ohniskové hloubky svazku  $z_0$  a polohy středu  $z_{str}$  jsem odhadl podle přesnosti použité metody odečtení pološířky z naměřených bodů.

Zjištěné parametry svazku byly změřeny až po průchodu SHG, což znamená, že parametry svazku vycházejícího přímo z laseru se od nich mohou lišit. K experimentům se ovšem používá měřený svazek, takže určení jeho vlastností je užitečnější.

Z výsledků měření je patrné, že svazek je poměrně výrazně eliptický a zdá se, že je navíc i mírně astigmatický (střed vodorovné a svislé části svazku nemá stejnou polohu). Hodnoty vypočtené ze tří měření neodpovídají vlnové délce laseru  $\lambda = 800$  nm. Svazek je více divergentní, než předpokládá teorie pro ideální gaussovský svazek, což je popsáno níže pomocí faktoru  $M^2$ . To může být způsobeno například tím, že naitovaná funkce erf nesouhlasí tak dobře s experimentálními daty, což znamená, že svazek nemá na průřezu dokonalý gaussovský průběh intenzity. Je také možné, že nečistoty na použitých rovinných zrcadlech část světla mírně rozptýlily. To by mělo za následek změření větší pološířky svazku při 3. měření a tím i ovlivnění výpočtu parametrů svazku a také zvýšení úhlové divergence oproti teoretickému vztahu (1.15). Její hodnoty jsou pro jednotlivé roviny:

svislá rovina:  $\theta_{0s} = 1'47'' = 0,52\text{mrad}$

vodorovná rovina:  $\theta_{0v} = 1'7'' = 0,33\text{mrad}$

Z toho vyplývá, že ve velké vzdálenosti od laseru je elipticita svazku (poměr poloos elipsy tvořící stopu svazku):

$$e = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W_S(z)}{W_V(z)} = \frac{\theta_{0S}}{\theta_{0V}} = 1,59$$

Vyšetřovat elipticitu svazku kolem jeho středu je obtížné, jelikož svazek je mírně astigmatický a navíc jsou středy v obou rovinách určeny s poměrně značnou nepřesností. Proto jsem jako parametr elipticity zvolil její hodnotu v polovině vzdálenosti středů svazku v obou rovinách.

$$e = \frac{W_S(135)}{W_V(135)} = 0,60$$

Pro laserové svazky se používá jako kvalitativní faktor  $M^2$ , který popisuje, jak moc se daný svazek liší od teoretického ideálního gaussovského svazku. Tento parametr je popsán v [2] a zachovává se průchodem optickými systémy, které lze popsat maticovým formalismem ABCD, jak je zavedeno v 1.2. Proto je vhodný pro popsání konkrétního svazku. Pro ideální gaussovský svazek má  $M^2$  hodnotu 1, pro reálné svazky je vždy větší než 1. Existuje několik způsobů určení parametru  $M^2$ . Nejpřesnější je zřejmě změřit pološířku v mnoha bodech svazku, poté nafitovat ideální křivku a zkoumat kvadratickou odchylku od naměřených dat. Jelikož mám ovšem k dispozici pouze tři měření, musím použít alternativní výpočet  $M^2$  podle „Beam quality seminar“, Stanford University, professor Anthony E. Siegman, [2]:

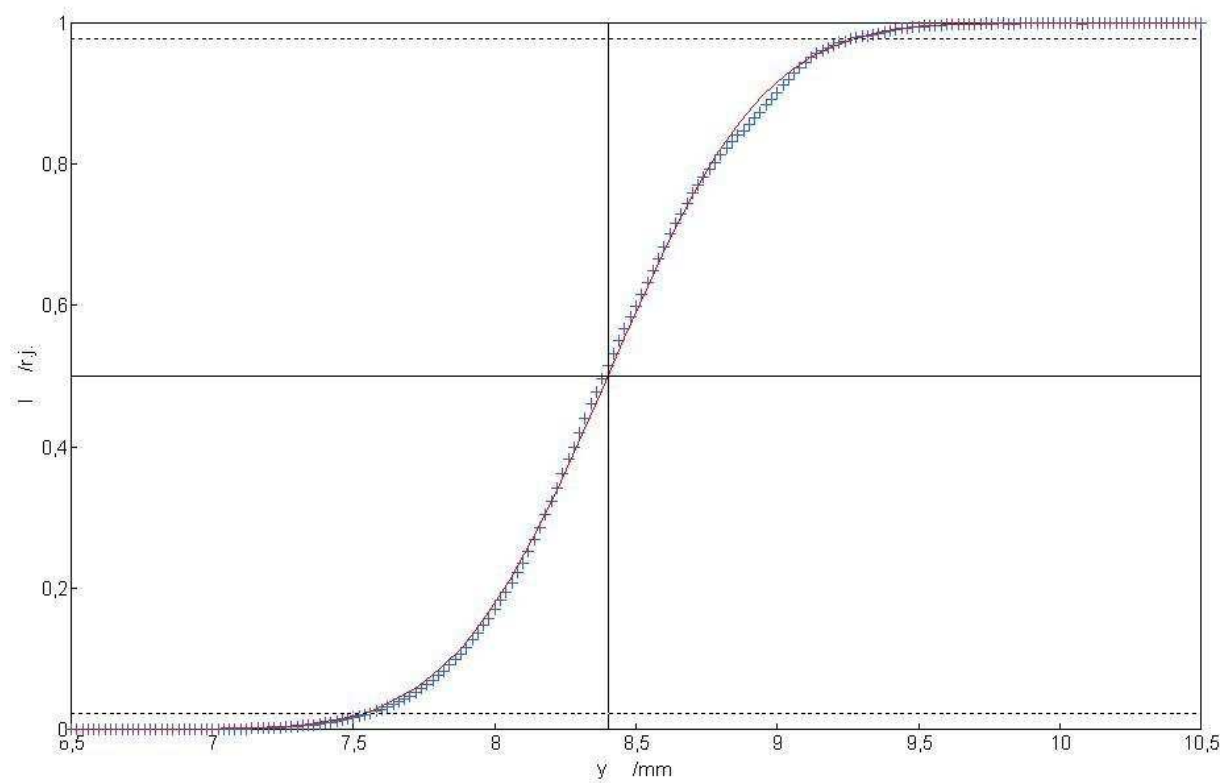
$$M^2 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\pi W_0 W(z)}{z \lambda} = \frac{\pi W_0 \theta_0}{\lambda} \quad (4.1)$$

Jelikož jsou vlastnosti svazku v obou měřených rovinách odlišné, ale parametr  $M^2$  by na nich neměl být závislý, spočetl jsem jeho hodnotu jako aritmetický průměr hodnot pro obě roviny:

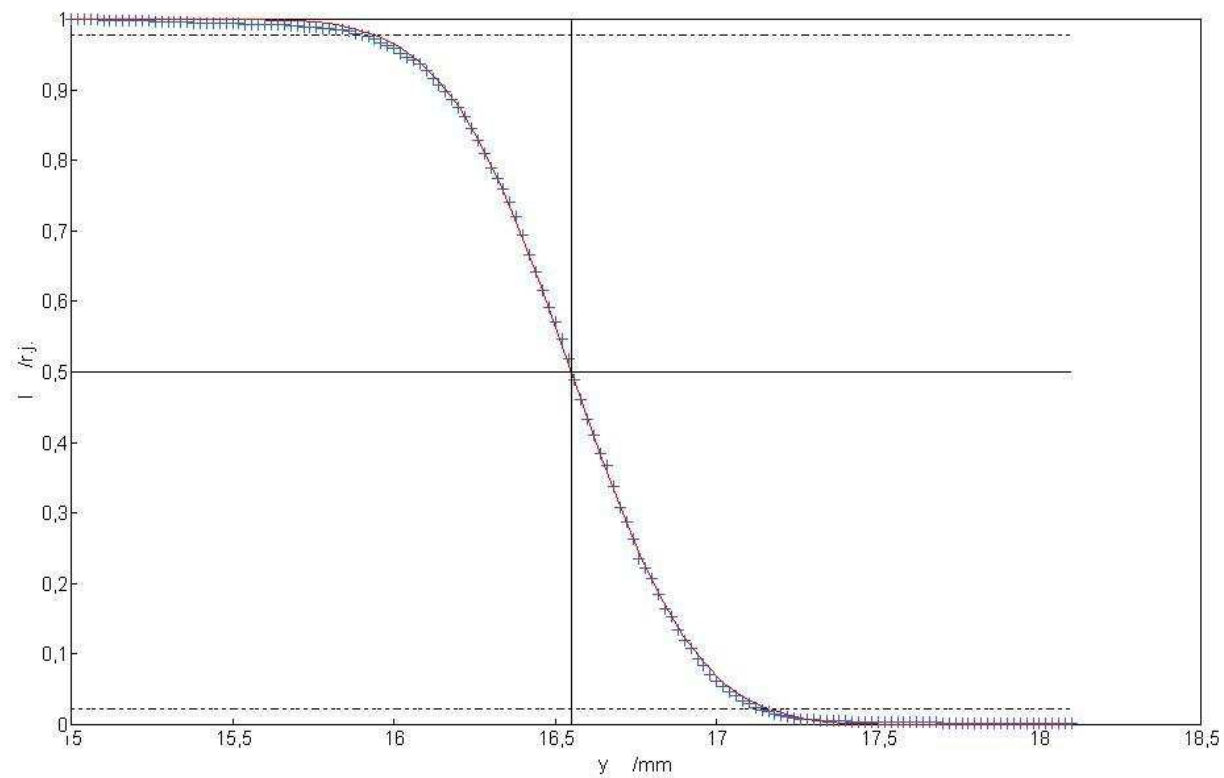
$$M_S^2 = 1,10 \quad M_V^2 = 1,16$$

$$\mathbf{M^2 = 1,13}$$

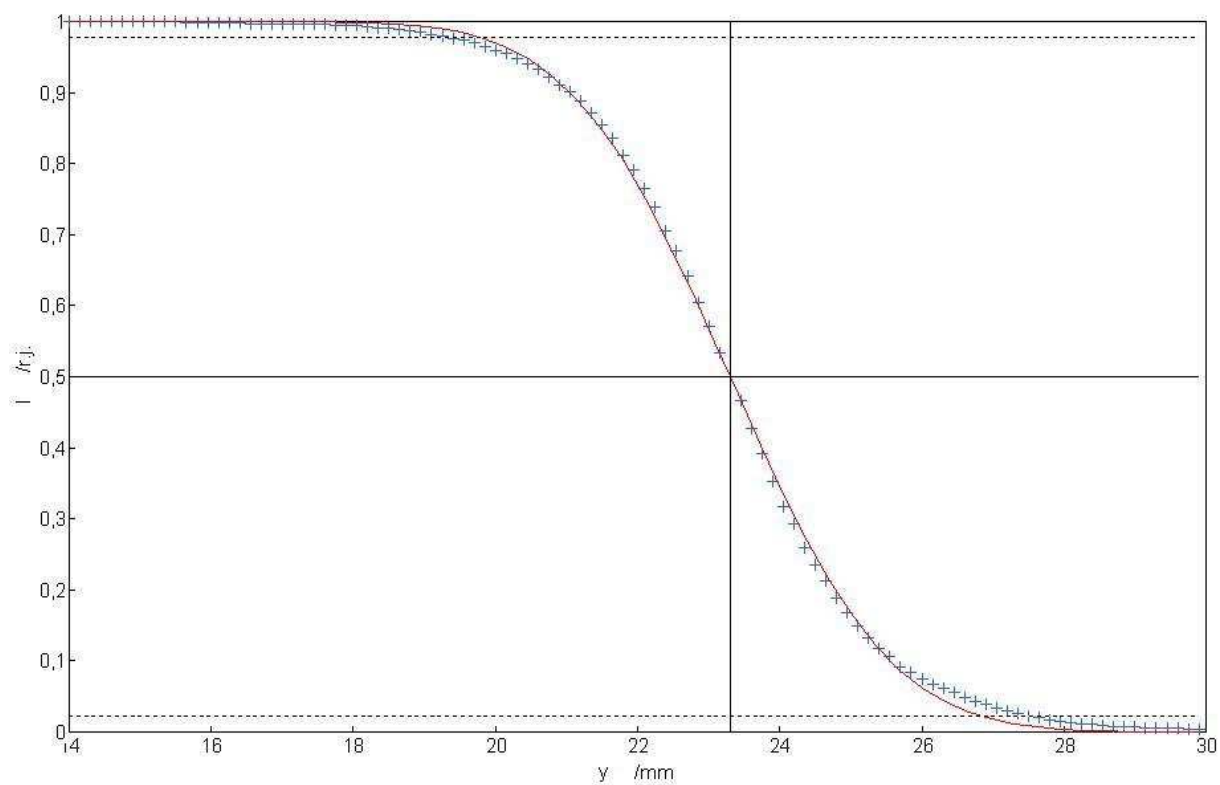
Následujících šest grafů obsahuje všechna měření intenzity svazku v závislosti na posuvu hrany, proložená funkcí erf, resp. erfc.



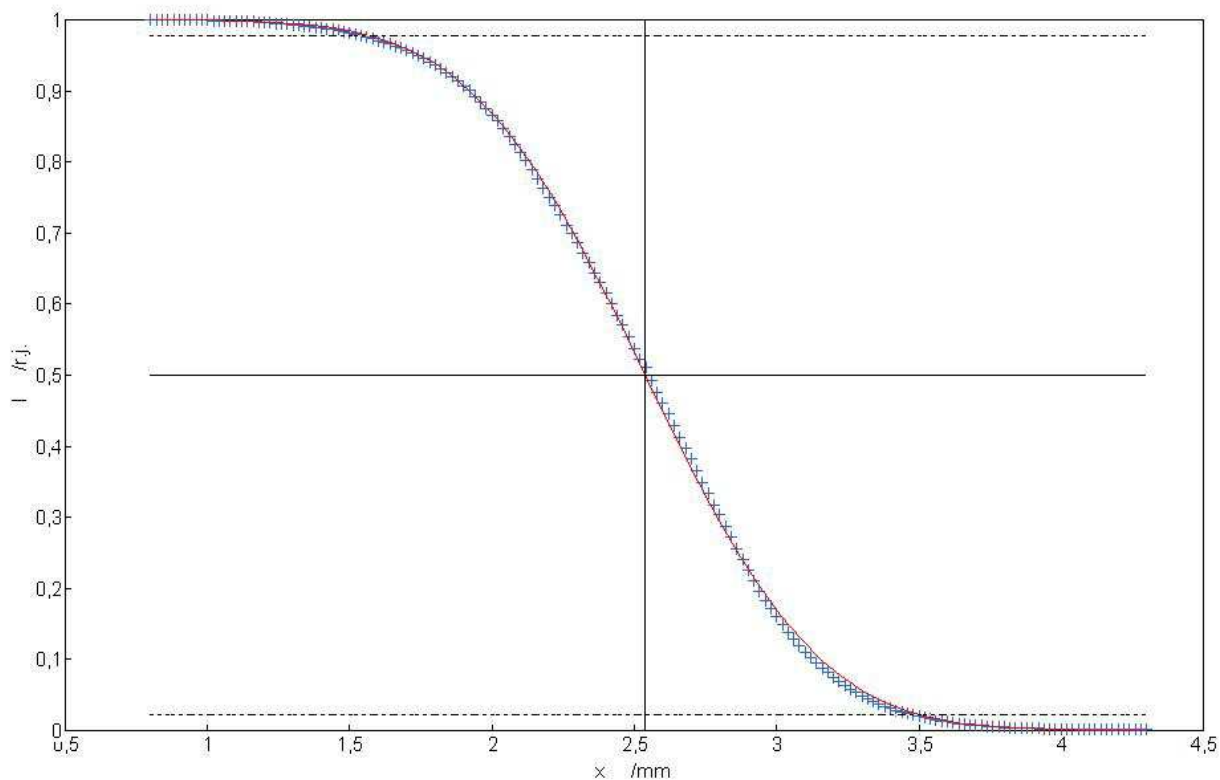
Graf 4.1.1. – Měření laseru TSUNAMI ve svislé rovině  
 $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $z = 22 \text{ cm}$



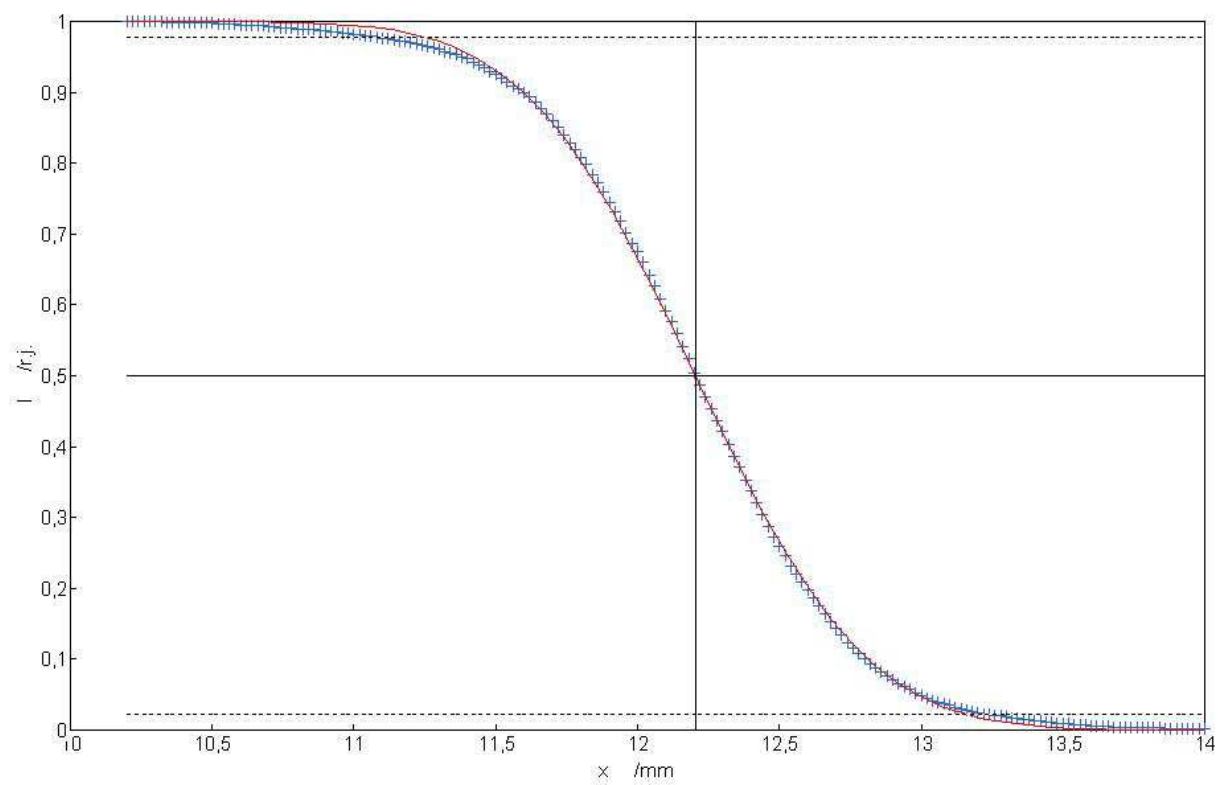
Graf 4.1.2. – Měření laseru TSUNAMI ve svislé rovině  
 $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $z = 204 \text{ cm}$



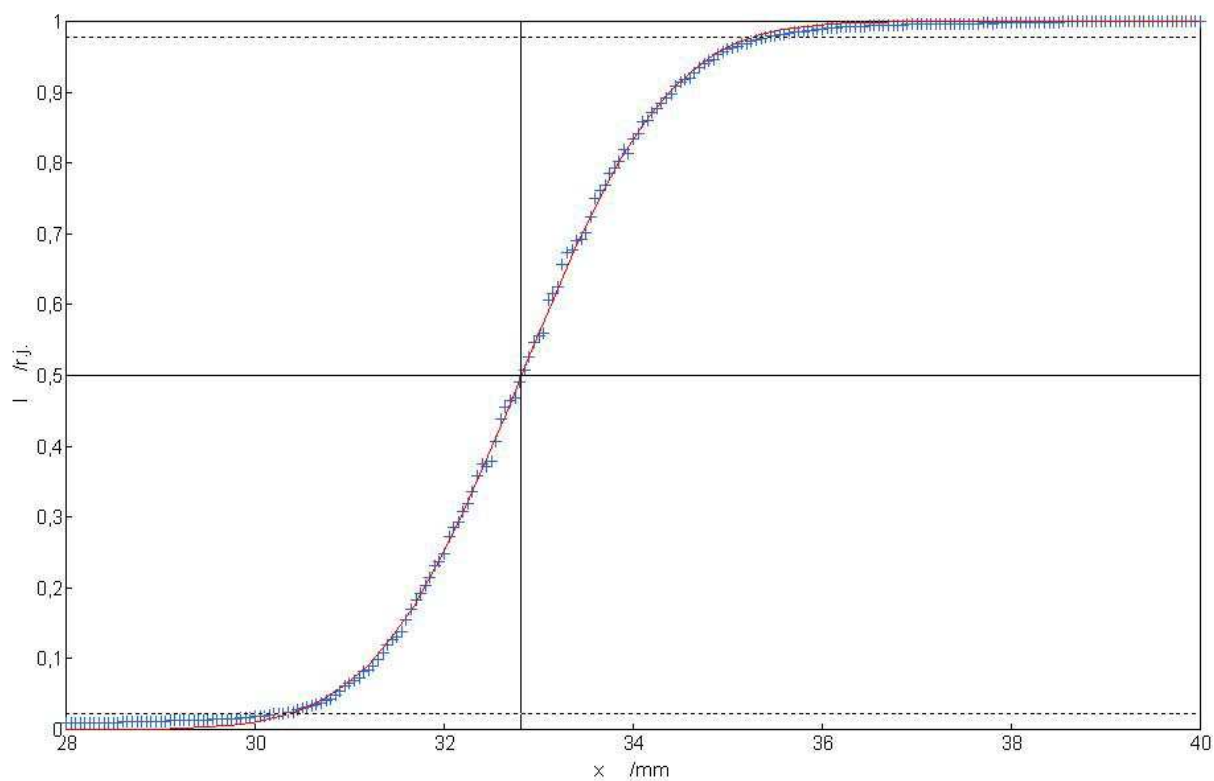
Graf 4.1.3. – Měření laseru TSUNAMI ve svislé rovině  
 $\lambda = 800$  nm,  $z = 820$  cm



Graf 4.1.4. – Měření laseru TSUNAMI ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 800$  nm,  $z = 22$  cm



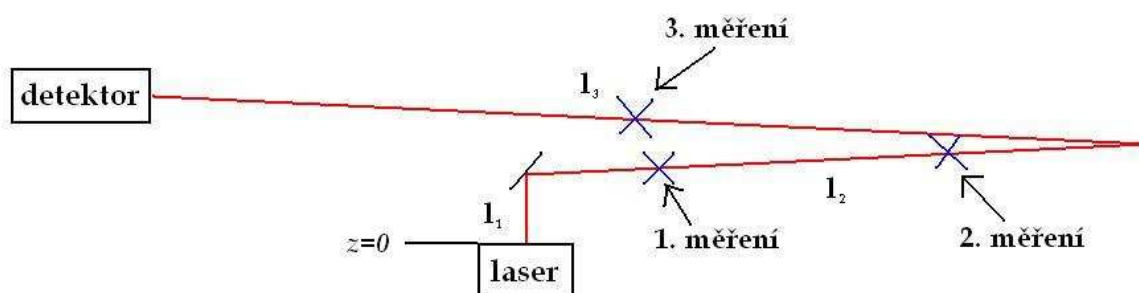
Graf 4.1.5. – Měření laseru TSUNAMI ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $z = 204 \text{ cm}$



Graf 4.1.6. – Měření laseru TSUNAMI ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $z = 820 \text{ cm}$

## 4.2. Polovodičový laser MELLES GRIOT 56 ICS 210

Dalším změřeným laserem byl polovodičový laser MELLES GRIOT 56 ICS 210, svítící na vlnové délce  $\lambda = 780,6$  nm. Stejně jako u předchozího laseru jsem se snažil prodloužit dráhu paprsku, abych zvýšil přesnost měření. Svazek vycházející z tohoto laseru je však mnohem více divergentní. Díky tomu jsem byl omezen rozměry odrazných rovinných zrcátek použitých při měření. Schéma měření je na obrázku 4.2. Jako počátek soustavy souřadnic jsem opět zvolil rovinu, v níž svazek opouští laser.



Obr. 4.2 – Schéma měření polovodičového laseru MELLES GRIOT

Vzdálenosti  $l_1 - l_3$  byly změřeny s přesností 1 cm.

$$l_1 = 3 \text{ cm} \quad l_2 = 209 \text{ cm} \quad l_3 = 270 \text{ cm}$$

Celková dráha svazku  $l$  od laseru k detektoru byla:

$$l = (482 \pm 3) \text{ cm}$$

Měření proběhla stejně jako u laseru TSUNAMI. Změřil jsem opět pološířku svazku ve svislé a ve vodorovné rovině, přičemž místa měření jsou na obrázku 4.2. označena modrými křížky. Z-ové souřadnice jednotlivých měření jsou:

- 1. měření:  $z_1 = (39 \pm 1) \text{ cm}$
- 2. měření:  $z_2 = (128 \pm 2) \text{ cm}$
- 3. měření:  $z_3 = (359 \pm 3) \text{ cm}$

Pološířky svazku v místech jednotlivých měření a vypočtené parametry svazku jsou uvedeny v tabulce 4.2. Jelikož v místech měření již svazek divergoval přibližně lineárně, byl by výpočet  $W_0$  z původních tří měření zatížen velkou chybou. Proto jsem změřil pološířku svazku ještě v jednom místě, abych chyby měření co nejvíce eliminoval. Pro výpočet parametrů svazku jsem potom použil 2., 3. a 4. měření.

- 4. měření:  $z_4 = (2 \pm 0,1) \text{ cm}$



Tab. 4.2: Měření polovodičového laseru MELLES GRIOT

Měření provedená ve svislé rovině:			
z/cm	$W_S(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_S(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
2	0,37	0,40	0,01
39	0,59	0,62	0,02
128	1,32	1,24	0,02
359	3,19	3,12	0,04
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0S}/\text{mm}$	$z_{0S}/\text{cm}$	$z_{strS}/\text{cm}$
(erf)	<b><math>0,33 \pm 0,03</math></b>	<b><math>38 \pm 3</math></b>	<b><math>-18 \pm 4</math></b>
Měření provedená ve vodorovné rovině:			
z/cm	$W_V(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_V(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
2	0,37	0,40	0,01
39	0,62	0,65	0,01
128	1,25	1,31	0,02
359	2,98	3,06	0,04
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0V}/\text{mm}$	$z_{0V}/\text{cm}$	$z_{strV}/\text{cm}$
(erf)	<b><math>0,35 \pm 0,03</math></b>	<b><math>42 \pm 4</math></b>	<b><math>-20 \pm 6</math></b>

Všechny chyby obsažené v tabulce 4.2. byly určeny stejně jako v případě měření laseru TSUNAMI.

Z hodnot uvedených v tabulce 4.2. vyplývá, že tento svazek má v rámci chyb měření stejné souřadnice středu  $z_{str}$  v obou měřených rovinách. Jeho úhlová divergence v obou rovinách je:

$$\text{svislá rovina:} \quad \theta_{0S} = 2'59'' = 0,87\text{mrad}$$

$$\text{vodorovná rovina:} \quad \theta_{0V} = 2'52'' = 0,83\text{mrad}$$

Také je vidět, že elipticita tohoto svazku je podstatně menší než u předchozího laseru. Hodnoty elipticity ve středu svazku a ve velké vzdálenosti jsou:

$$e = \frac{W_S(19)}{W_V(19)} = 0,94$$

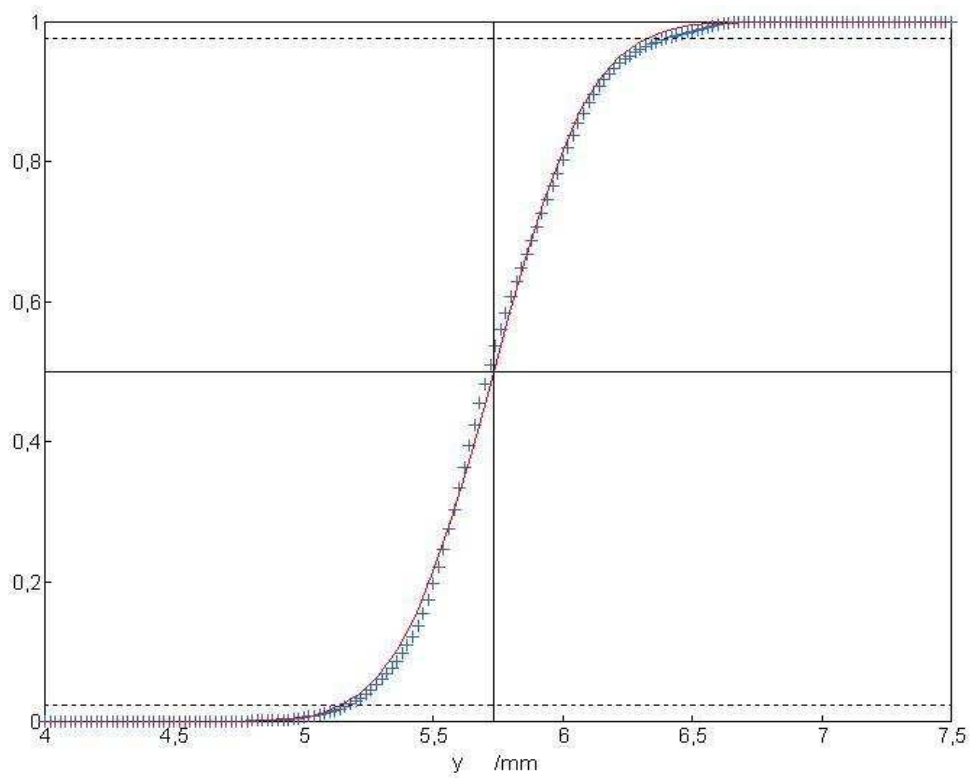
$$e = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W_S(z)}{W_V(z)} = \frac{\theta_{0S}}{\theta_{0V}} = 1,04$$

Pro tento svazek jsem také určil kvalitativní parametr  $M^2$  podle vztahu (4.1).

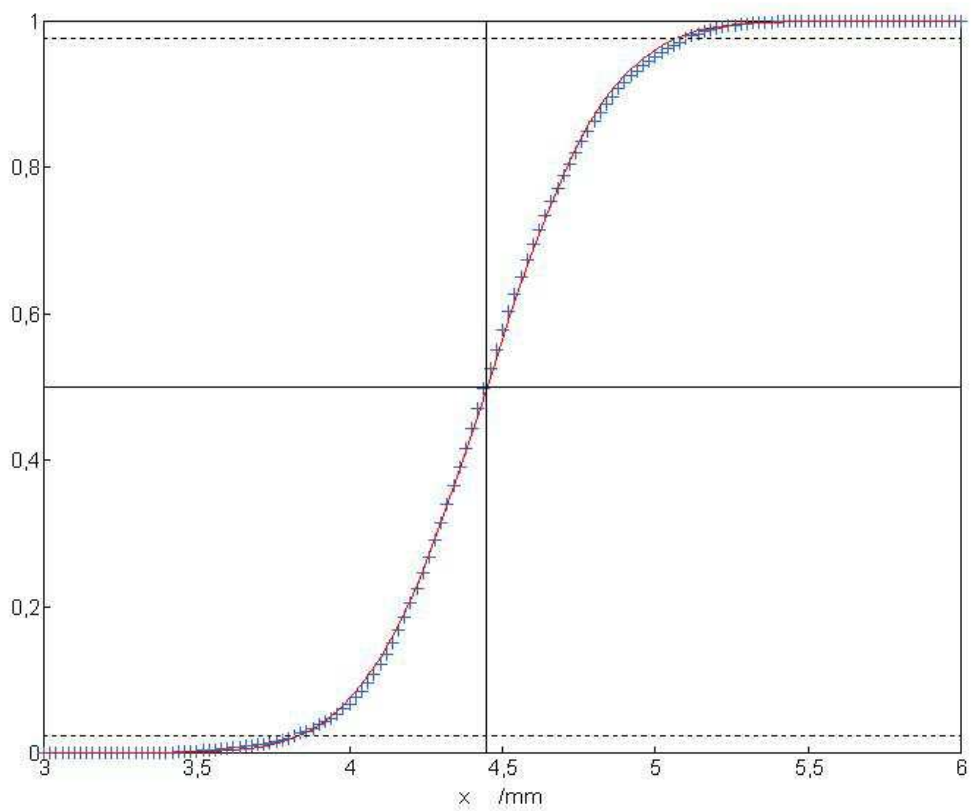
$$M_S^2 = 1,15 \quad M_V^2 = 1,17$$

$$\mathbf{M^2 = 1,16}$$

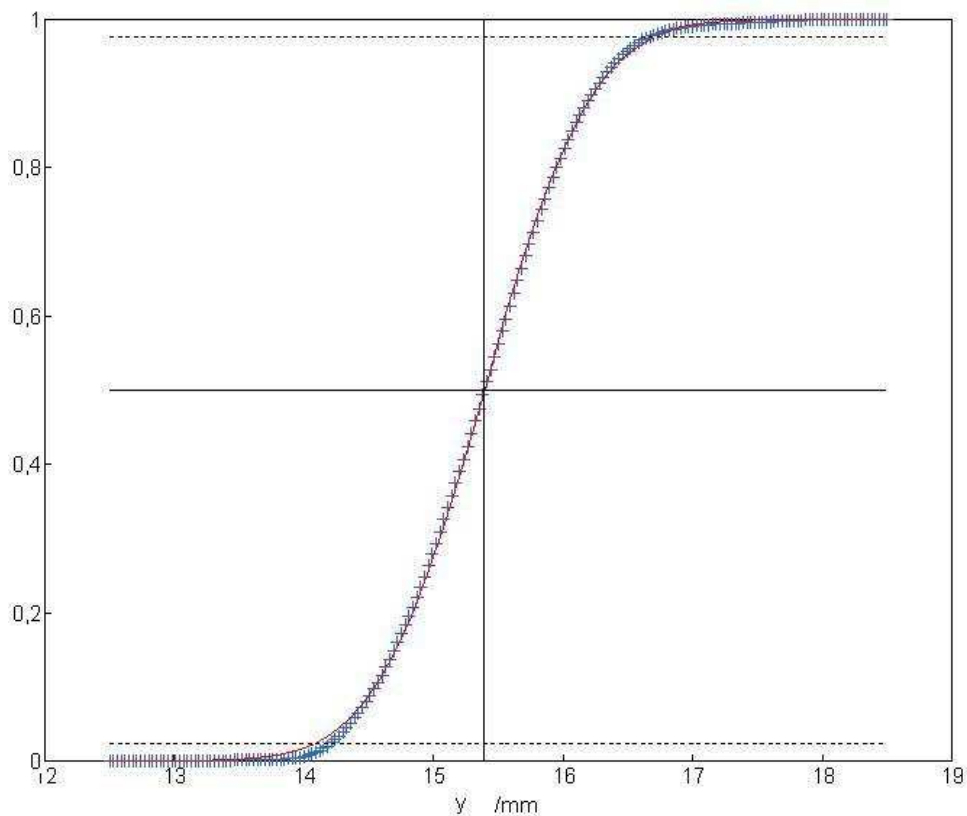
Následujících osm grafů obsahuje všechna měření intenzity svazku z polovodičového laseru MELLES GRIOT v závislosti na posuvu hrany, proložená funkcí erf, resp. erfc.



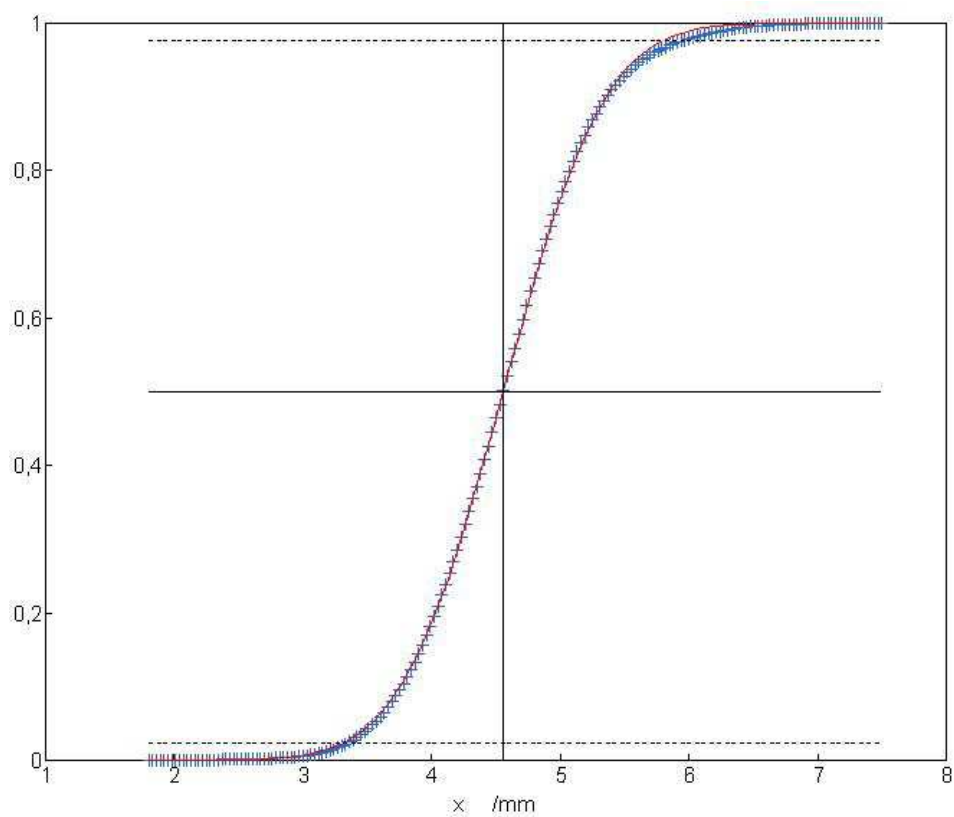
Graf 4.2.1. – Měření polovodičového laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 39 \text{ cm}$



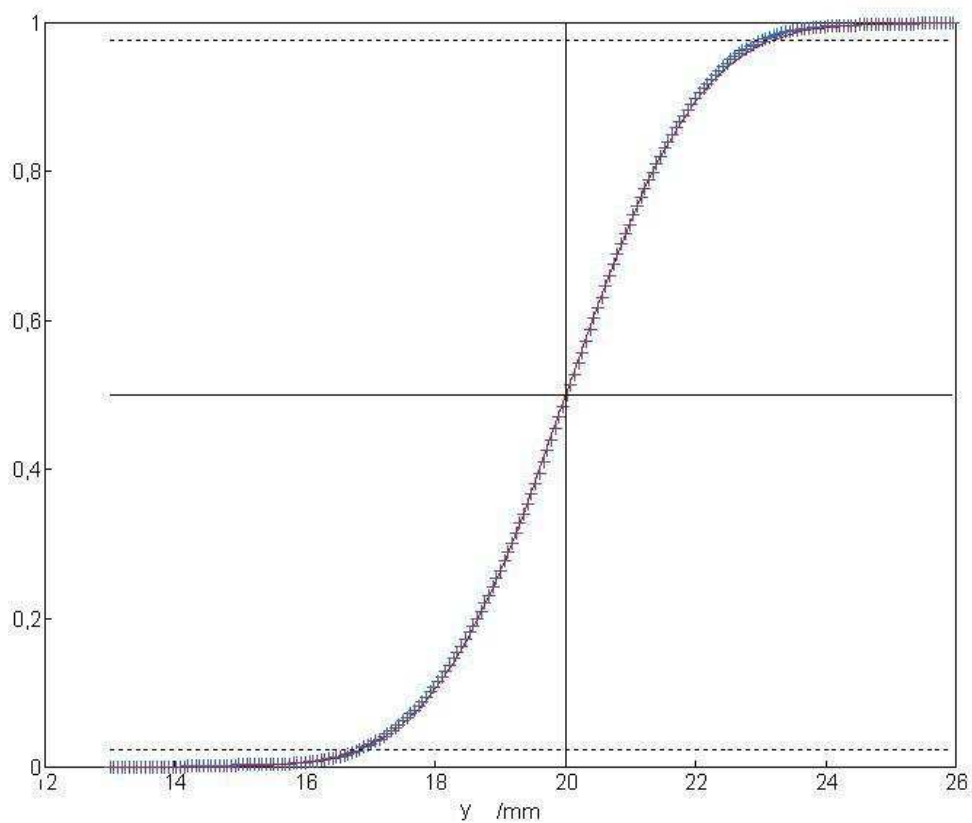
Graf 4.2.2. – Měření polovodičového laseru ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 39 \text{ cm}$



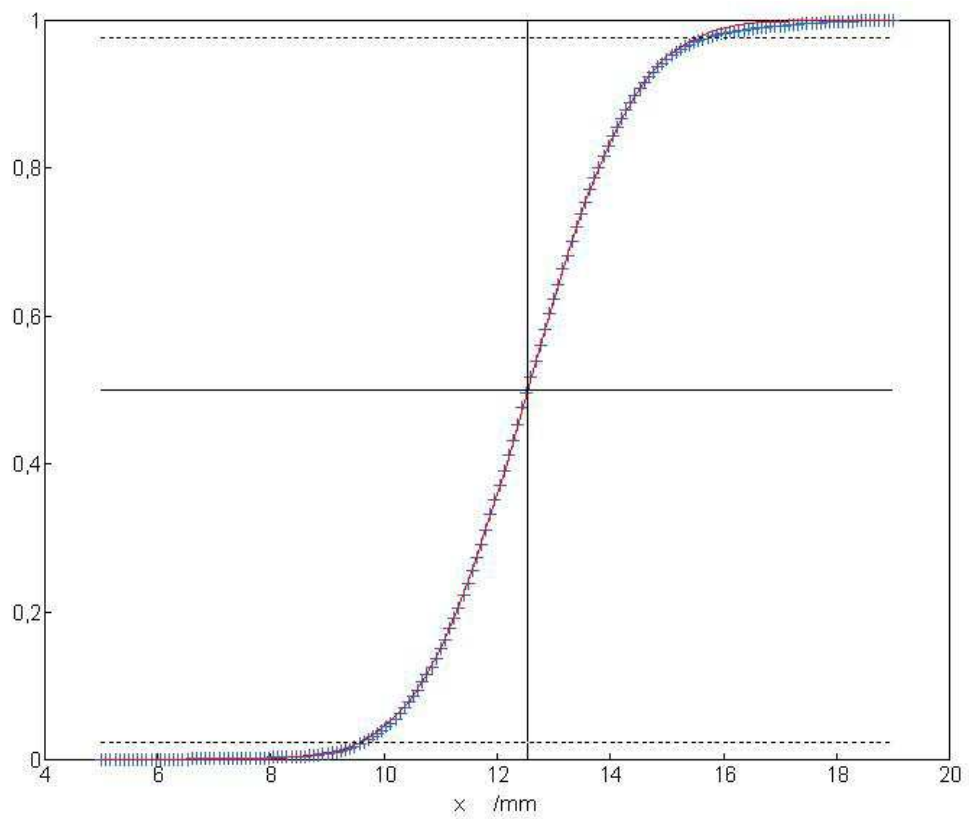
Graf 4.2.3. – Měření polovodičového laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 128 \text{ cm}$



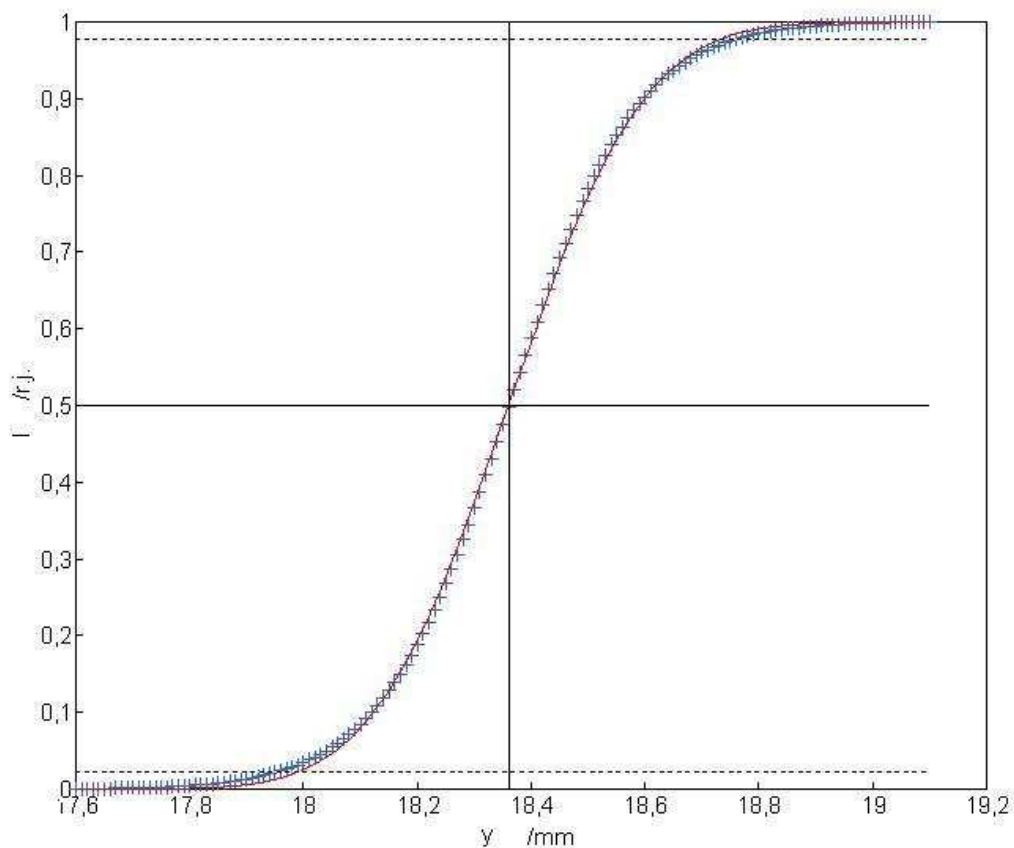
Graf 4.2.4. – Měření polovodičového laseru ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 128 \text{ cm}$



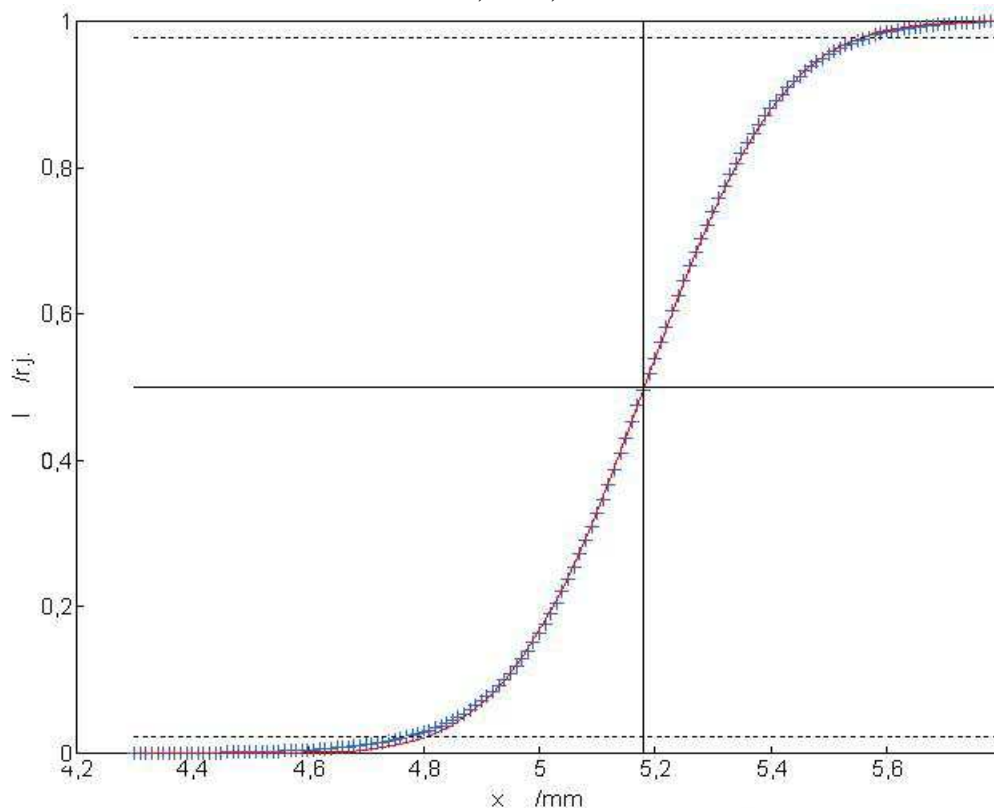
Graf 4.2.5. – Měření polovodičového laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 359 \text{ cm}$



Graf 4.2.6. – Měření polovodičového laseru vodorovné rovině  
 $\lambda = 780,6 \text{ nm}$ ,  $z = 359 \text{ cm}$



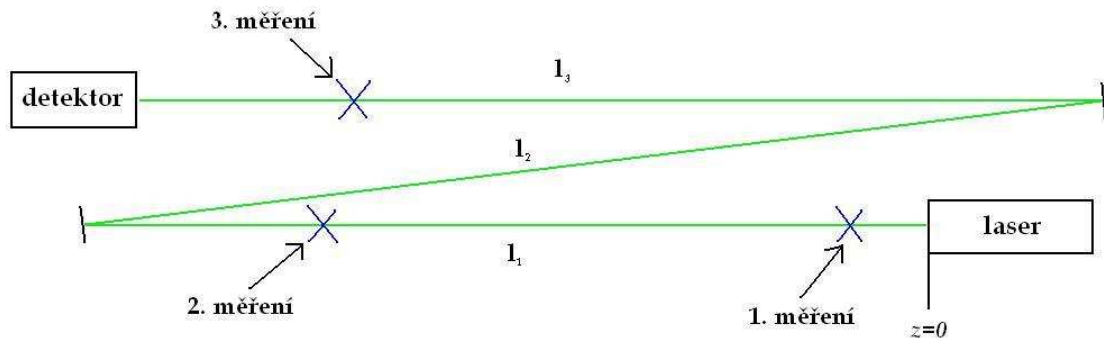
Graf 4.2.7. - Měření polovodičového laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 780,6$  nm,  $z = 2$  cm



Graf 4.2.8. - Měření polovodičového laseru vodorovné rovině  
 $\lambda = 780,6$  nm,  $z = 2$  cm

### 4.3. He-Ne zelený laser MELLES GRIOT

Posledním změřeným svazkem byl svazek vycházející z He-Ne laseru MELLES GRIOT svítícího na vlnové délce  $\lambda = 543 \text{ nm}$ . Měření proběhla stejně jako u předchozích dvou laserů. Změřil jsem tedy pološířku svazku na třech místech a tyto hodnoty potom zpracovával. Schéma měření je na obrázku 4.3.



Obr. 4.3. – Schéma měření zeleného He-Ne laseru

Vzdálenosti  $l_1 - l_3$  byly změřeny s přesností 1 cm.

$$l_1 = 189 \text{ cm} \quad l_2 = 232 \text{ cm} \quad l_3 = 228 \text{ cm}$$

Celková dráha svazku  $l$  od laseru k detektoru byla:

$$l = (649 \pm 3) \text{ cm}$$

Z-ové souřadnice jednotlivých měření jsou:

- 1. měření:  $z_1 = (14 \pm 1) \text{ cm}$
- 2. měření:  $z_2 = (133 \pm 1) \text{ cm}$
- 3. měření:  $z_3 = (594 \pm 3) \text{ cm}$

Opět jsem změřil pološířky svazku ve dvou na sebe kolmých rovinách. Spočtené parametry svazku jsou v tabulce 4.3. Tento laser měl na výstupu jasně patrná dvě maxima intenzity, ale i když druhý mnohem slabší svazek vycházel z laseru pod malým úhlem vůči měřenému, na vzdálenosti 6,5 metru se oba svazky dostatečně odchýlily, takže na detektor dopadal pouze ten měřený. Díky tomu nebylo toto měření přítomností druhého svazku vůbec ovlivněno.

Tab. 4.3: Měření zeleného He-Ne laseru

Měření provedená ve svislé rovině:			
z/cm	$W_S(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_S(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
14	0,36	0,35	0,01
133	0,76	0,88	0,02
594	2,95	2,95	0,02
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0S}/\text{mm}$	$z_{0S}/\text{cm}$	$z_{strS}/\text{cm}$
(erf)	<b><math>0,35 \pm 0,02</math></b>	<b><math>72 \pm 4</math></b>	<b><math>-5 \pm 5</math></b>
Měření provedená ve vodorovné rovině:			
z/cm	$W_V(z)/\text{mm}$ (erf)	$W_V(z)/\text{mm}$ (body)	$\sigma_w/\text{mm}$
14	0,37	0,38	0,01
133	0,76	0,76	0,01
594	3,00	2,90	0,04
	středová pološířka	ohnisková hloubka	střed
	$W_{0V}/\text{mm}$	$z_{0V}/\text{cm}$	$z_{strV}/\text{cm}$
(erf)	<b><math>0,37 \pm 0,02</math></b>	<b><math>73 \pm 4</math></b>	<b><math>2 \pm 5</math></b>

Chyby v tabulce 4.3. byly určeny stejným způsobem jako v předchozích dvou případech.

Z hodnot uvedených v tabulce 4.3. je opět vidět, že tento svazek také není astigmatický, má v rámci chyb měření stejné souřadnice středu  $z_{str}$  v obou měřených rovinách. Jeho úhlová divergence v obou rovinách je:

$$\text{svislá rovina:} \quad \theta_{0S} = 1'40'' = 0,49\text{mrad}$$

$$\text{vodorovná rovina:} \quad \theta_{0V} = 1'45'' = 0,51\text{mrad}$$

Elipticita svazku je oproti prvnímu laseru také malá. Hodnoty elipticity ve středu svazku a ve velké vzdálenosti jsou:

$$e = \frac{W_S(-2)}{W_V(-2)} = 0,95$$

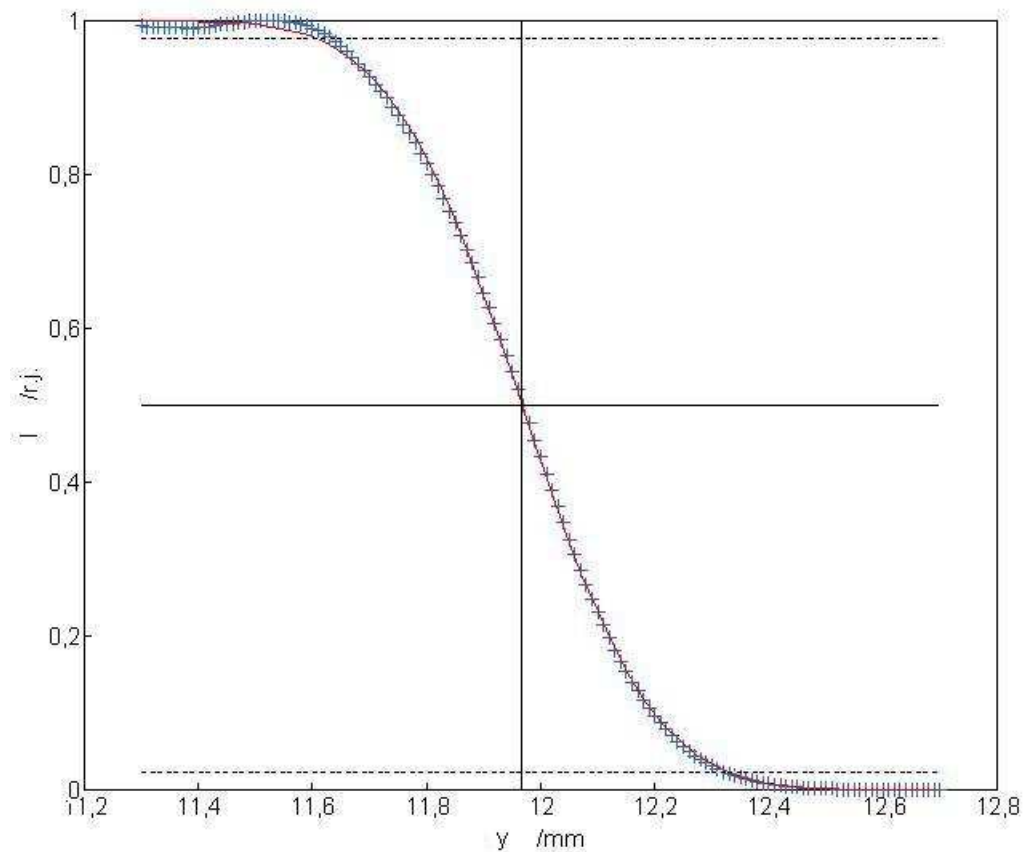
$$e = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W_S(z)}{W_V(z)} = \frac{\theta_{0S}}{\theta_{0V}} = 0,96$$

Tento výsledek ukazuje na to, že buď je chybně určen poměr středových pološířek, nebo poměr úhlových divergencí, jelikož součin elipticity svazku ve středu a v nekonečné vzdálenosti by měl být roven jedné. Chyba ovšem odpovídá chybám měření uvedeným v tabulce 4.3. Pro tento svazek jsem také určil kvalitativní parametr  $M^2$  podle vztahu (4.1).

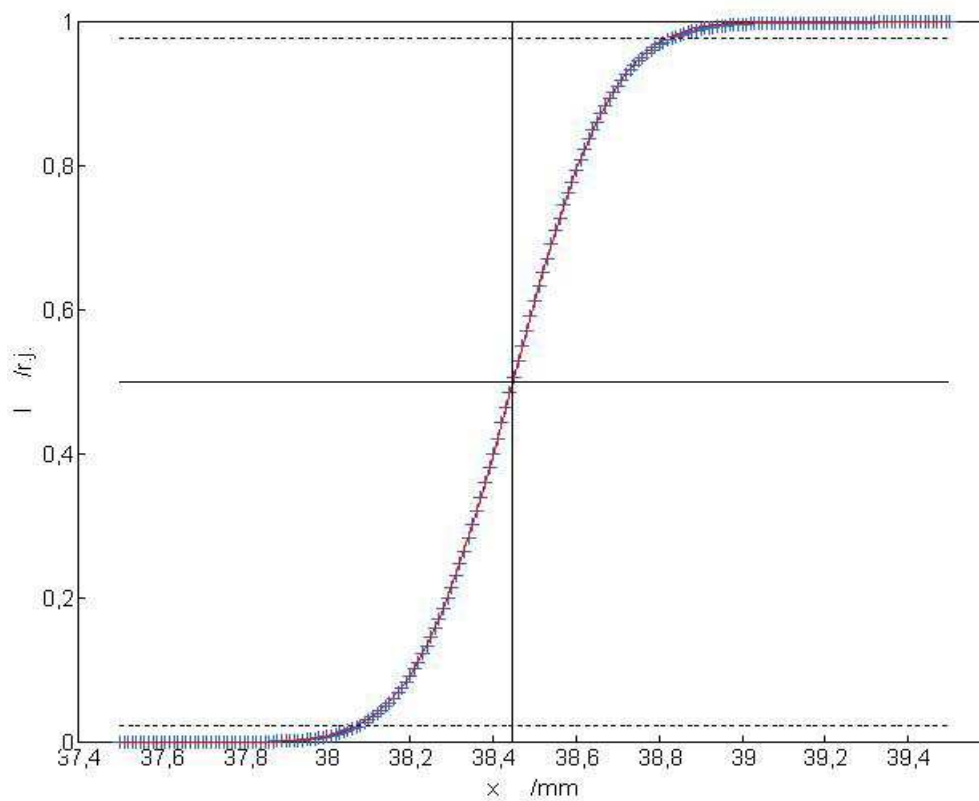
$$M_S^2 \cong 1 \quad M_V^2 = 1,08$$

$$\mathbf{M^2 = 1,04}$$

Přibližné rovnítko u svislého  $M^2$  jsem použil proto, že mi parametr vyšel 0,98, ale tato hodnota je z teoretického hlediska pro gaussovský svazek nedosažitelná.

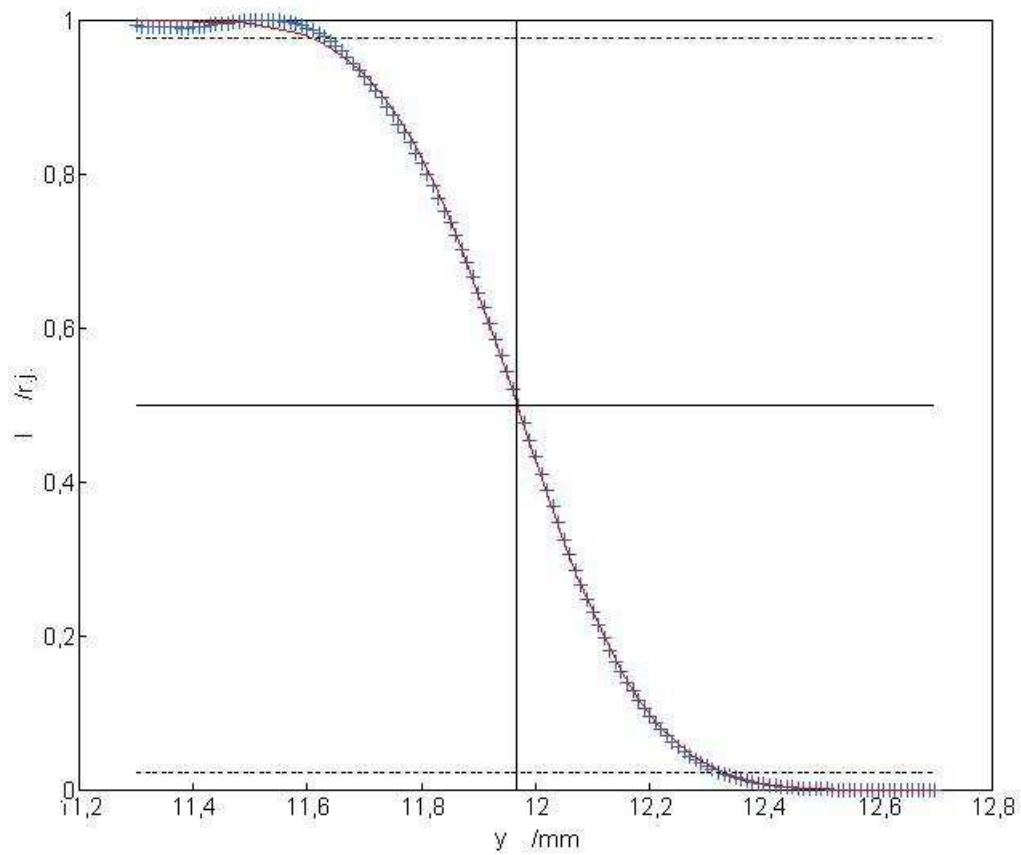


Graf 4.3.1. - Měření He-Ne laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 543 \text{ nm}$ ,  $z = 14 \text{ cm}$

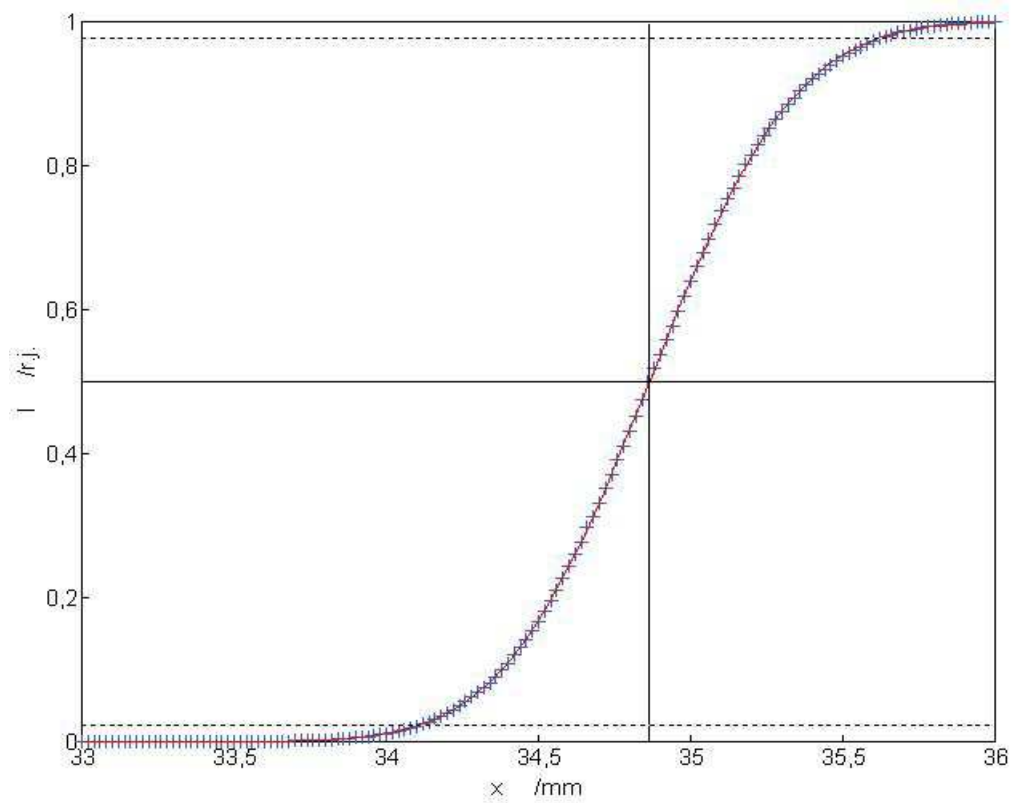


Graf 4.3.2. - Měření He-Ne laseru ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 543 \text{ nm}$ ,  $z = 14 \text{ cm}$

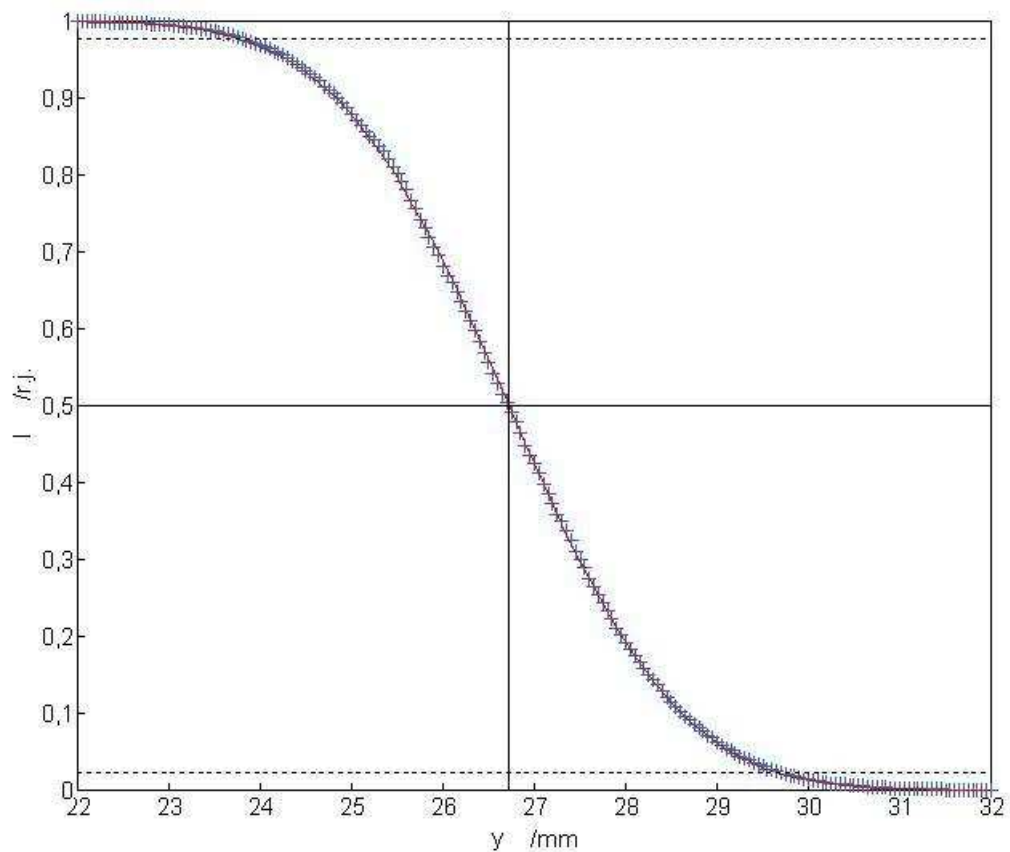




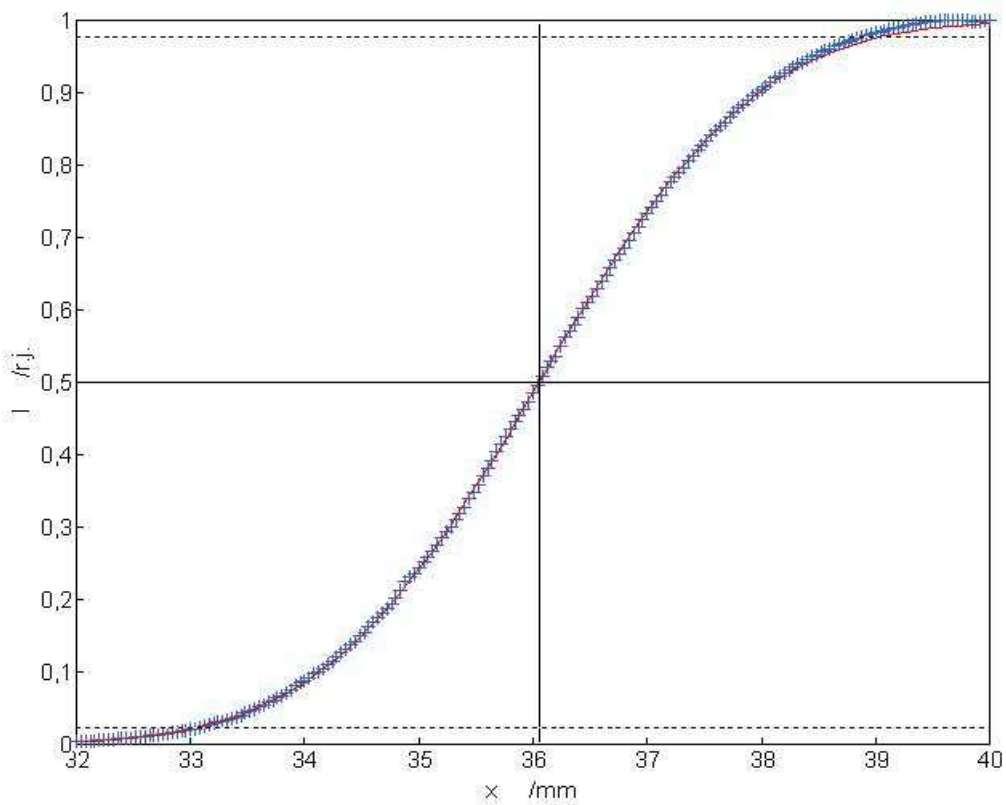
Graf 4.3.3. - Měření He-Ne laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 543$  nm,  $z = 133$  cm



Graf 4.3.4. - Měření He-Ne laseru ve vodorovné rovině  
 $\lambda = 543$  nm,  $z = 133$  cm



Graf 4.3.5. - Měření He-Ne laseru ve svislé rovině  
 $\lambda = 543 \text{ nm}$ ,  $z = 594 \text{ cm}$



Graf 4.3.6. - Měření ve He-Ne laseru vodorovné rovině  
 $\lambda = 543 \text{ nm}$ ,  $z = 594 \text{ cm}$

Grafy 4.1.1. – 4.3.6. byly také zpracovány programem „Skenovací hrana“. Na ose x je vynesena lineární posun hrany v milimetrech, na ose y potom intenzita světla v relativních jednotkách.

#### **4.4. Závěr, shrnutí výsledků:**

Měřeními jsem kompletně charakterizoval tři laserové svazky vystupující z laseru TSUNAMI, z polovodičového laseru MELLES GRIOT a z He-Ne laseru MELLES GRIOT. Nejdůležitější výsledky jsou shrnuty v tabulkách 4.1., 4.2. a 4.3. a v následujících odstavcích. Mnou naměřené hodnoty se v rámci chyb měření shodují s údaji od výrobce laserů, které jsem měl k dispozici.

Těmito měřeními jsem měl také vyzkoušet použitelnost programu „Skenovací hrana“ ke zpracování měření parametrů gaussovských laserových svazků. Tato zkouška proběhla úspěšně a program v těchto třech případech fungoval bezchybně. K bakalářské práci přikládám CD s programem i se všemi naměřenými hodnotami uloženými v datových souborech.

## Literatura

- [1] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carlteich: Základy fotoniky 1  
Matfyzpress, Praha 1994, 87-109
- [2] Prof. E. A. Siegman, Stanford university: Laser beam quality seminar  
[http://www.stanford.edu/~siegman/beam\\_quality\\_seminar.pdf](http://www.stanford.edu/~siegman/beam_quality_seminar.pdf), 2004
- [3] Javier Alda, University Complutence of Madrid: Laser and gaussian beam propagation  
and transformation, 2003  
[http://www.ucm.es/info/euoptica/org/pagper/jalda/docs/libr/laserandgaussian\\_eoe\\_03.pdf](http://www.ucm.es/info/euoptica/org/pagper/jalda/docs/libr/laserandgaussian_eoe_03.pdf)
- [4] Doc. RNDr. František Trojánek, Ph.D.: Studium gaussovských svazků  
[http://physics.mff.cuni.cz/kchfo/ooe/info/praktika\\_gauss.pdf](http://physics.mff.cuni.cz/kchfo/ooe/info/praktika_gauss.pdf)