



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

MĚŘENÍ PARAMETRŮ LASEROVÝCH SVAZKŮ

MEASUREMENT OF LASER BEAMS PARAMETERS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. MIROSLAV VRÁBEL

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 sdělovací technika

Student: Bc. Miroslav Vrábel

ID: 78280

Ročník: 2

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Měření parametrů laserových svazků

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s parametry, které popisují vlastnosti laserového záření. Seznamte se s funkcí profilometru (laser beam profiler).

Navrhněte experimentální pracoviště pro měření parametrů laserového svazku. Na pracovišti bude umístěn profilometr a osobní počítač. Proměřte parametry vybraných laserů.

Vytvořte krátký program v Matlabu, který bude počítat jednotlivé parametry laserového svazku na základě změřených parametrů. Výsledky zpracujte formou dokumentace k jednotlivým zdrojům optického záření.

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 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.

ABSTRAKT:

Táto práca pojednáva o vlastnostiach laserového žiarenia. Oboznamuje s teóriou a spôsobom úplného popisu laserových zväzkov. S týmto cieľom boli zostavene experimenty na zmeranie geometrických a výkonových parametrov, polarizácia a koherencie. Doraz je kladený na vzájomnú súvislosť jednotlivých parametrov laserového žiarenia

ABSTRACT:

This paper discusses the characteristics of laser radiation. Introduces the theory and the way a complete description of laser beams. To this end, experiments were compiled to measure the geometric and performance parameters, polarization and coherence. Emphasis is placed on the interdependence of the various parameters of laser radiation

Kľúčové slová:

Optická intenzita, optický výkon, laserový zväzok, Gaussovský zväzok, polomer zväzku v krčku, polarizácia

Key words:

Optical intensity, optical power, laser beam, Gaussian beam, beam waist radius, polarization

Prehlásenie autora o pôvodnosti diela:

Prehlasujem, že svoj semestrálny projekt na tému Meranie parametrov laserových zväzkov som vypracoval samostatne pod vedením vedúceho semestrálneho projektu a s použitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedeného semestrálneho projektu ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tohto semestrálneho projektu som neporušil autorské práva tretích osôb, hlavne som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a som si plne vedomý následkov porušenia ustanovení § 11 a nasledujúcich autorského zákona č. 121/2000 Sb., vrátane možných trestnoprávných dôsledkov vyplývajúcich z ustanovení § 152 trestného zákona č. 140/1961 Sb.“

V Brne dňa 3. januára 2011

.....
podpis autora

POĎAKOVANIE:

Ďakujem vedúcej semestrálnej práce Ing. Lucii Dordovej za metodické a cielene orientované vedenie pri plnení úloh realizovaných v semestrálnom projekte.

V Brne dňa 3. januára 2011

.....
podpis autora

OBSAH

Úvod	7
1. Parametre laserových zväzkov	8
1.1. Vlnová optika	8
1.1.1. Monochromatické vlny	8
1.1.2. Komplexné vyjadrenie a Helmholtzová rovnica	9
1.1.3. Rovinná vlna	10
1.2. Zväzková optika	10
1.2.1. Gaussov zväzok	11
1.3. Elektromagnetická optika	18
1.3.1. Elektromagnetická teória svetla	18
1.4. Polarizácia svetla	20
1.4.1. Druhy Polarizácie	20
1.4.2. Stokesov popis polarizácie	23
1.4.3. Polarizátory	25
1.5. Interferencia	26
1.5.1. interferencia dvoch vln	26
1.6. Koherencia	27
1.6.1. Časová koherencia	28
1.6.2. Priestorová koherencia	28
2. Návrh experimentálneho pracoviska	31
2.1. Teoretický návrh	31
2.2. Popis jednotlivých prvkov pracoviska	32
2.2.1. Hélium-Neónový laser	33
2.2.2. Merač optického výkonu VEGA	33
2.2.3. Profilometer LBP-4-USB (laser beam profiler)	35
2.2.4. Spektrometer AvaSpec-3648	37
2.2.5. Lineárny polarizátor	38
2.2.6. Dvoj štrbina	40
3. Praktická časť	41
3.1. Meranie parametrov laserových zväzkov	42
3.1.1. Výkonové parametre	42
3.1.2. Geometrické parametre	43
3.1.3. Polarizačné parametre	43
3.1.4. Spektrálne parametre	45
3.2. Výpočet parametrov laserových zväzkov	47
3.2.1. Výkonové parametre	47
3.2.2. Geometrické parametre	48
3.2.3. Spektrálne parametre	52

3.2.4.	Polarizačné parametre	52
3.3.	Výstupný súbor	53
3.3.1.	Popis programu.....	53
3.3.2.	Dôležité informácie	54
Záver		56
Použitá literatúra		57
[1] príloha		60
[2] príloha		69

Úvod

Laserové žiarenie vzniká riadenou stimulovanou emisiou v zariadení zvanom laser. Je to zariadenie, ktoré pomocou stimulovanej emisie vyžaruje koherentné, monochromatické svetlo. Jednotlivé vlny z ktorých je koherentné svetlo zložené, vibrujú a pohybujú sa synchronizovane a v podstate získame jedinú elektromagnetickú vlnu. Laserové žiarenie má v dnešnej dobe neustáleho pokroku a nových technológií obrovské využitie, či už je to v priemysle, v zdravotníctve, v komunikáciách či mnohých ďalších odvetviach.

Cieľom tejto práce bolo navrhnúť experimentálne pracovisko na meranie parametrov laserových zväzkov. Samotnému návrhu predchádzala teoretická príprava, zameraná na teóriu skúmajúcu parametre laserových zväzkov. Parametre laserových zväzkov môžeme rozdeliť do štyroch základných skupín, tými sú geometrické parametre, výkonové parametre, spektrálne a polarizačné parametre.

Druhá kapitola sa zaoberá návrhom pracoviska, a s funkciami jednotlivých prvkov pracoviska. Boli získané vedomosti o potrebných meracích prístrojoch, slúžiacich na meranie parametrov laserových zväzkov.

Po nameraní laserových parametrov, boli ostatné parametre laserového zväzku dopočítané zo znalostí nadobudnutých o danej problematike. Bol zostavený program na výpočet parametrov laserových zväzkov v programovacom prostredí Matlab. Získané parametre boli spracované ako dokumentácia k jednotlivým zdrojom laserového žiarenia

1. Parametre laserových zväzkov

1.1. Vlnová optika

Svetlo sa šíri vo forme vln. Vo vákuu sa svetlo šíri rýchlosťou c_0 . Homogénne transparentné prostredie je charakterizované konštantou, indexom lomu $n(\geq 1)$. V prostredí s indexom lomu n sa šíria svetelné vlny menšou rýchlosťou c . Pre rýchlosť svetla platí

$$c = \frac{c_0}{n} . \quad (1)$$

Matematicky je optická vlna popísaná reálnou funkciou polohy $r = (x, y, z)$ a času t . Táto reálna funkcia sa nazýva vlnovou funkciou, označujeme ju $u(r, t)$. Potom vzťah pre vlnovú rovnicu je

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

kde ∇^2 je Laplaceov operátor,

$$\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2 . \quad (3)$$

Každá funkcia vyhovujúca vlnovej rovnici popisuje možnú optickú vlnu. Pretože vlnová rovnica je lineárna platí princíp superpozície .

Optická intenzita je definovaná ako optický výkon na jednotku plochy v jednotkách [W/cm²]

$$I(r, t) = 2 \langle u^2(r, t) \rangle . \quad (4)$$

Operácia $\langle \rangle$ označuje priemerovanie cez časový interval ,omnoho dlhší ako je perióda optickej vlny, ale omnoho kratší ako všetky ďalšie uvažované časy (napr. trvanie svetelného impulzu).

Optický výkon $P(t)$ vo Wattoch dopadajúci na plochu A kolmú k smeru šírenia svetla je rovný intenzite integrovanej cez plochu A

$$P(t) = \int_A I(r, t) dA . \quad (5)$$

Optická energia , ktorá dopadne za časový interval, je časový integrál optického výkonu cez uvažovaný časový interval.[1]

1.1.1. Monochromatické vlny

Monochromatická vlna je vyjadrená nasledujúcou vlnovou funkciou

$$u(r, t) = a(r) \cos[2\pi f t + \varphi(r)] , \quad (6)$$

kde $a(r)$ je amplitúda, $\varphi(r)$ je fáza, f je frekvencia a $\omega = 2\pi f$ je uhlová frekvencia. Amplitúda aj fáza sú obecné závislé na polohe, ale vlnová funkcia je harmonická funkcia času s frekvenciou f v každom mieste.[1]

1.1.2. Komplexné vyjadrenie a Helmholtzová rovnica

Komplexná vlnová funkcia

Výhodnejším vyjadrením reálnej vlnovej funkcie $u(r,t)$ je komplexné vyjadrenie pomocou komplexnej vlnovej funkcie

$$U(r,t) = a(r) \exp[j\varphi(r)] \exp(j2\pi vt), \quad (7)$$

z toho vyplýva

$$u(r,t) = \operatorname{Re}\{U(r,t)\} = \frac{1}{2} [U(r,t) + U^*(r,t)], \quad (8)$$

funkcia $U(r,t)$ nám popisuje vlnu celkovo a $U^*(r,t)$ znamená, že je komplexne združená k $U(r,t)$. Funkcia $u(r,t)$ slúži na popis reálnej časti vlny. Obidve funkcie musia vyhovovať vlnovej rovnici

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0. \quad (9)$$

Komplexná amplitúda

Rovnicu (7) môžeme zapísať vo forme

$$U(r,t) = U(r) \exp(j2\pi vt), \quad (10)$$

časovo nezávislú časť $a(r) \exp[j\varphi(r)]$ chápeme ako komplexnú amplitúdu. Vzťah medzi vlnovou funkciou $u(r,t)$ a komplexnou amplitúdou

$$u(r,t) = \operatorname{Re}\{U(r) \exp(j2\pi vt)\} = \frac{1}{2} [U(r) \exp(j2\pi vt) + U^*(r) \exp(-j2\pi vt)]. \quad (11)$$

Helmholtzova rovnica

Dosadením $U(r,t) = U(r) \exp(j2\pi vt)$ do vlnovej rovnice (9) dostaneme diferenciálnu rovnicu, ktorú nazývame Helmholtzová rovnica

$$(\nabla^2 + k^2)U(r) = 0, \quad (12)$$

kde k je vlnové číslo $k = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$. [1]

Optická intenzita

Optická intenzita je určená vzťahom (4). Keď

$$2u^2(r, t) = 2a^2(r) \cos^2[2\pi vt + \varphi(r)] = |U(r)|^2 \{1 + \cos(2[2\pi vt + \varphi(r)])\}, \quad (13)$$

stredujeme cez časový interval dlhší ako optická perióda $1/\nu$, druhý člen vo výraze (13) zmizne, potom vzťah pre optickú intenzitu ma tvar

$$I(r) = |U(r)|^2. \quad (14)$$

Z toho vyplýva že optická intenzita monochromatickej vlny je štvorec modulu jej komplexnej amplitúdy. Intenzita monochromatickej vlny sa nemení v čase.[1]

1.1.3. Rovinná vlna

Rovinná vlna má komplexnú amplitúdu

$$U(r) = A \exp(-jk \cdot r) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z)]. \quad (15)$$

Kde A je komplexná konštanta nazývaná komplexná obálka a vektor $k = (k_x, k_y, k_z)$ sa nazýva vlnový vektor. Aby funkcia (15) spĺňovala Helmholtzovu rovnicu, musí byť $k_x^2 x + k_y^2 y + k_z^2 z = k^2$ a potom veľkosť vlnového vektoru k je vlnové číslo k .

Pre vlnovú dĺžku platí

$$\lambda = \frac{c}{\nu}. \quad (16)$$

Rovinná vlna má všade v priestore konštantnú intenzitu $I(r) = |A|^2$, z toho vyplýva že prenáša nekonečne veľký výkon. [1]

1.2. Zväzková optika

Vlnová povaha svetla vylučuje, aby bolo svetlo polarizované sústredené a súčasne sa šírilo voľným priestorom bez uhlovej divergencie. Svetlo sa však môže šíriť v tvare zväzkov. Rovinná a sférická vlna predstavujú dva opačné extrémny uhlového a priestorového obmedzenia. Normály vlnoplochy (lúče) sú rovnobežné so smerom šírenia a teda nedochádza k žiadnej uhlovej divergencii a prenášaná energia vyplňuje celý priestor.

Vlny ktorých lúče zvierajú malý uhol s osou z , sa nazývajú paraxiálnymi vlnami. Musia spĺňať paraxiálnu Helmholtzovu rovnicu. Dôležitým riešením tejto rovnice je vlna nazývaná Gaussov zväzok. Jej výkon je v podstate sústredený vo vnútri úzkeho kužela. Šírka tejto funkcie tejto funkcie je minimálna v mieste maximálneho zúženia zväzku (v jeho strede). Blízko stredu sú vlnoplochy skoro rovinné, ďalej sa postupne zakrivujú až vo veľkej vzdialenosti sú približne sférické. Žiarenie vystupujúce z laseru ma za istých ideálnych podmienok tvar Gaussového zväzku.[1]

1.2.1. Gaussov zväzok

Pre komplexnú amplitúdu platí

$$U(r) = A(r) \exp(-jkz), \quad (17)$$

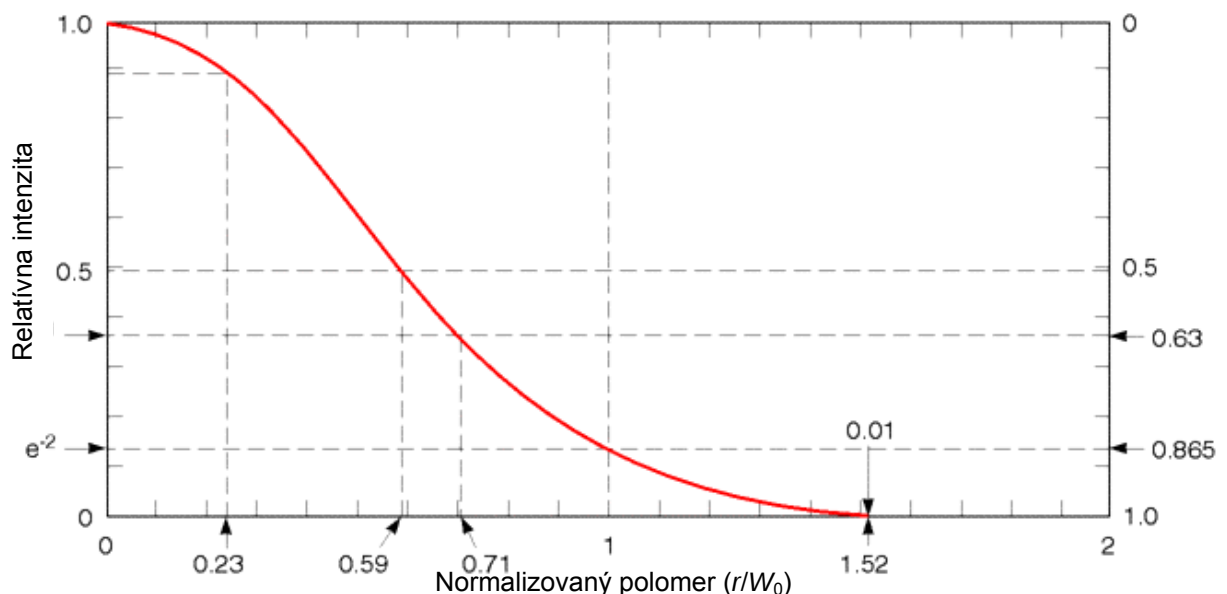
kde paraxiálna vlna je rovinná vlna $\exp(-jkz)$ modulovaná komplexnou obálkou $A(r)$, ktorá je pomaly premennou funkciou polohy. O obálke predpokladáme že je pri zmene vzdialenosti o λ približne konštantná, takže sa jedná o lokálne rovinnú vlnu, ktorej normály k vlnoploche tvoria paraxiálne lúče. Aby bola pre komplexnú amplitúdu $U(r)$ splnená Helmholtzova rovnica, musí byť komplexná obálka $A(r)$ riešením paraxiálnej Helmholtzovej rovnice

$$\nabla_T^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (18)$$

kde

$$\nabla_T^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2, \quad (19)$$

je priečna časť Laplaceovho operátoru, z je súradnica pozdĺžnej osi, k je vlnové číslo a A je intenzita vlnenia. Jedným z riešení je Gaussov vlnový zväzok (najväčšia intenzita je na ose zväzku a znižuje sa k okraju)(viz obr.1).[1]



Obr. 1 Gaussové rozloženie intenzity (najväčšia intenzita je na ose zväzku) [2]

$$E(x, y) = E_{\max} \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_0^2}\right) = E_{\max} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a_0^2}\right), \quad (20)$$

kde ρ je radiálna vzdialenosť bodu (x, y) od osy zväzku a a_0 je polomer zväzku (radiálna vzdialenosť od osy zväzku, v ktorej poklesne intenzita pola na hodnotu $E_{\max}/e$, kde $e=2.718\dots$). Pre komplexnú obálku platí

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right], \quad q(z) = z + jz_0, \quad (21)$$

parameter z_0 je známy ako Rayleighova vzdialenosť. Aby sme oddelili amplitúdu a fázu tejto komplexnej obálky, rozpíšeme komplexnú funkciu $1/q(z) = 1/(z + jz_0)$ na jej reálnu časť $R(z)$ a imaginárnu časť $W(z)$. Potom

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{1}{\pi W^2(z)}, \quad (22)$$

funkcia $R(z)$ popisuje polomer krivosti vlnoplochy zväzku a $W(z)$ je polomer Gaussového zväzku vo vzdialenosti z .

Pre komplexnú amplitúdu Gaussového zväzku $U(r)$ platí

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \times \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right], \quad (23)$$

kde $A_0 = A_1 / jz_0$. Výraz pre komplexnú analýzu obsahuje dva parametre A_0 a z_0 , ktoré sú určené okrajovými podmienkami. Pre parametre zväzku môžeme ďalej definovať:

Polomer Gaussového zväzku vo vzdialenosti z

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (24)$$

Polomer krivosti vlnoplochy zväzku

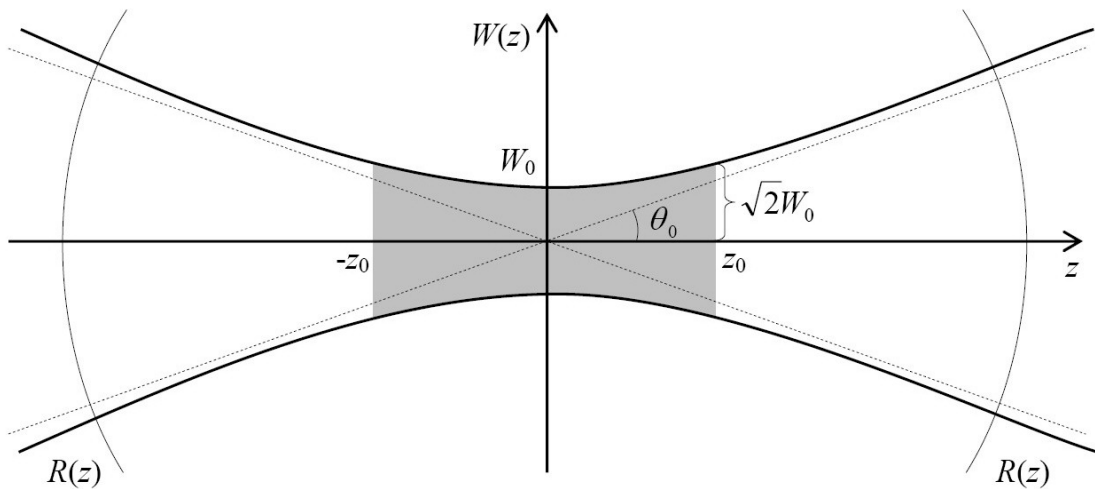
$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \right] \quad (25)$$

Fázový posuv- Gouyov posuv

$$\zeta(z) = \arctan \frac{z}{z_0} \quad (26)$$

Polomer Gaussového zväzku v krčku [3]

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (27)$$



Obr. 2 Parametre Gaussového zväzku [4]

Z vyššie uvedených vzťahov teraz vyjadríme vlastnosti Gaussového zväzku, ktoré slúžia k jeho jednoznačnému popisu, sú to:

- Intenzita žiarenia
- Výkon zväzku
- Polomer zväzku [3]

Intenzita žiarenia

Intenzita optického žiarenia $I(r) = |U(r)|^2$ je funkciou axiálnej vzdialenosti z a radiálnej vzdialenosti $\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)}$

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (28)$$

kde $I_0 = |A_0|^2$. Pre každú hodnotu z je intenzita Gaussového zväzku funkciou radiálnej vzdialenosti ρ .

Gaussová funkcia dosahuje najväčšej hodnoty pre $\rho = 0$ (na osy z) a monotónne klesá s vzrastajúcim ρ . Polo šírka Gaussového rozloženia $W(z)$ pritom vzrastá s axiálnou vzdialenosťou z .

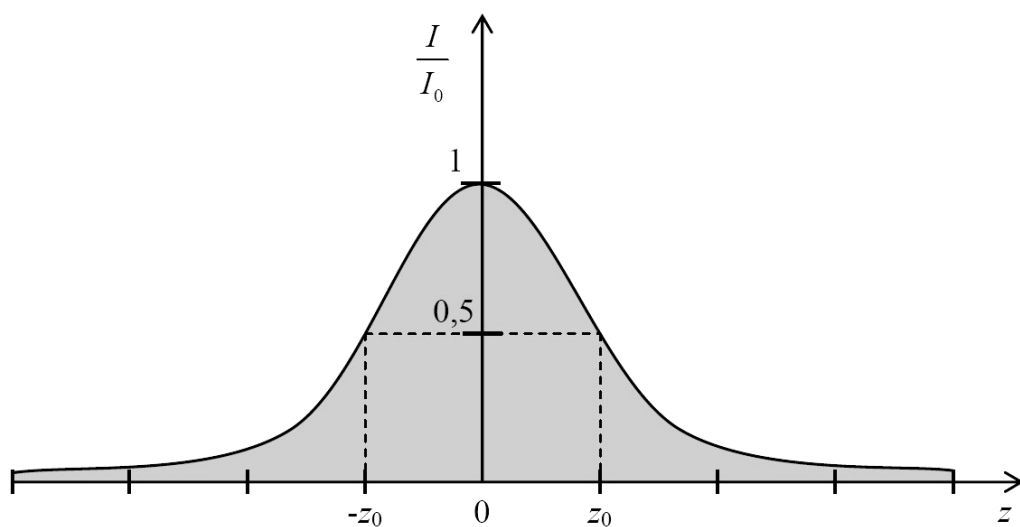
Na ose zväzku ($\rho = 0$) má intenzita

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2}, \quad (29)$$

pre $z = 0$ svoju maximálnu hodnotu I_0 a s rastúcim z spojito klesá pričom pre $z = \pm z_0$ dosahuje polovice maximálnej hodnoty I_0 (viz obr.2). Pre $|z| \gg z_0$ máme $I(0, z) \approx I_0 z_0^2 / z^2$ a intenzita klesá s kvadrátom vzdialenosti z . Absolútne najvyššia hodnota $I(0, 0) = I_0$ je v strede zväzku ($z = 0, \rho = 0$). [1]

Výkon

Celkový výkon prenášaný zväzkom je daný integrálom zo súčiny intenzity žiarenia a plochy priečného prierezu zväzku.



Obr. 3 Závislosť normovanej intenzity I/I_0 v osi zväzku na pozdĺžnej súradnici z [4]

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho, \quad (30)$$

odkiaľ

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (31)$$

Výkon teda nie je závislý na z , je daný polovičnou hodnotou súčiny maximálnej intenzity s plochou kruhu o polomere zväzku v danej vzdialenosti z . Preto môžeme vyjadriť I_0 ako funkciu P

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right]. \quad (32)$$

Pomer výkonu prenášaného v priechnej rovine vnútro kružnice k celkovému výkonu je daný vzťahom

$$\int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi \rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right]. \quad (33)$$

Vo vnútri kružnice o polomere $\rho_0 = W(z)$ je prenášané približne 86 % celkového výkonu. Kruhom o polomere $1,5 \cdot W(z)$ sa šíri asi 99 %. [1]

Polomer zväzku

V každom priečnom priereze zväzku dosahuje intenzita najväčšej hodnoty na osi z a v radiálnej vzdialenosti $\rho = W(z)$ poklesne na $1/e^2 \approx 0,135$ najväčšej hodnoty. Pretože 86% výkonu sa šíri oblasťou o polomere $W(z)$, berme $W(z)$ ako polomer zväzku (tiež polo šírka, šírka zväzku). Stredná kvadratická odchýlka rozloženia intenzity (rms - šírka) je $\sigma = \frac{1}{2} W(z)$. Závislosť polomeru zväzku na z je daná vzťahom (24).

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \quad (34)$$

V rovine $z = 0$ nadobúda minimálnej hodnoty W_0 . toto miesto sa nazýva miestom maximálneho zúženia – stredom zväzku a W_0 je jeho polomer. Priemer $2W_0$ je označovaný ako veľkosť stopy. Polomer zväzku s rastúcim z postupne vzrastá, pre $z = z_0$ dosahuje hodnoty $\sqrt{2}W_0$ a ďalej pre zväčšujúce sa z monotónne rastie. Pre $z \gg z_0$ môžeme prvý člen pravej strany (33) zanedbať. Dostaneme lineárny vzťah

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z \quad (35)$$

kde $\theta_0 = W_0 / z_0$. Alebo tiež pomocou (26) $\theta_0 = \lambda / \pi W_0$. [1]

Divergencia zväzku

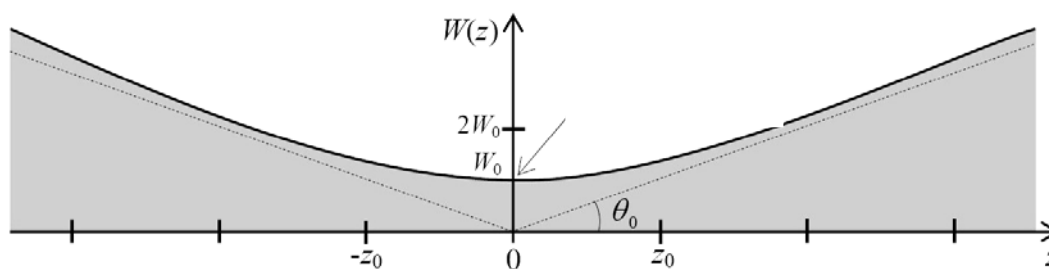
Ďaleko od stredy zväzku ($z \gg z_0$) vzrastá jeho polomer približne lineárne s rastúcim z a vytvára kužeľ s vrcholovým uhlom 2θ . Týmto kužeľom sa šíri 86% celkového výkonu. Divergencia zväzku je teda daná uhlom

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0}. \quad (36)$$

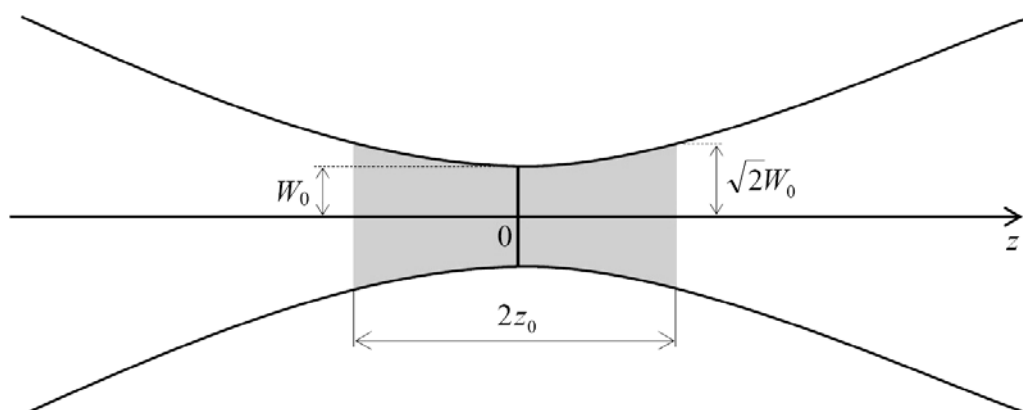
Divergencia zväzku je teda priamoúmerná podielu vlnovej dĺžky λ a stredového priemeru $2W_0$. Menší stredový polomer vyžaduje väčšiu divergenciu. [1]

Ohnisková hĺbka

Ako je vidieť na obrázku (viz.Obr.4) zväzok je najužší v $z = 0$. V tejto rovine má teda najlepšie ohnisko. Od neho na obidve strany sa postupne rozširuje. Axiálna vzdialenosť pozdĺž ktorej je polomer zväzku rovný alebo menší ako $\sqrt{2}W_0$ (t.j. tam kde je plocha prierezu zväzku rovná alebo menšia ako dvojnásobok plochy minimálneho prierezu), je označovaná ako ohnisková hĺbka, alebo tiež konfokálny parameter.[1]



Obr. 4 Minimálna hodnota W_0 je v mieste maximálneho zúženia polomeru zväzku $W(z)$ [4]



Obr. 5 Ohnisková hĺbka Gaussového zväzku [4]

Z obrázku môžeme vidieť, že ohnisková hĺbka je rovná dvojnásobku Rayleighovej vzdialenosti. Pre ohniskovú hĺbku platí

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda}. \quad (37)$$

Ohnisková hĺbka je priamoúmerná ploche prierezu zväzku v mieste maximálneho zúženia a nepriamo úmerná vlnovej dĺžke. Ak zameriavame (fokusujeme) zväzok do menšej stopy, získame kratšiu ohniskovú hĺbku. To má za následok väčšie požiadavky na presnosť

nastavenia ohniskovej roviny. Pre väčšie vlnové dĺžky nemôžeme súčasne dosiahnuť malú stopu a veľkú ohniskovú hĺbku.[1]

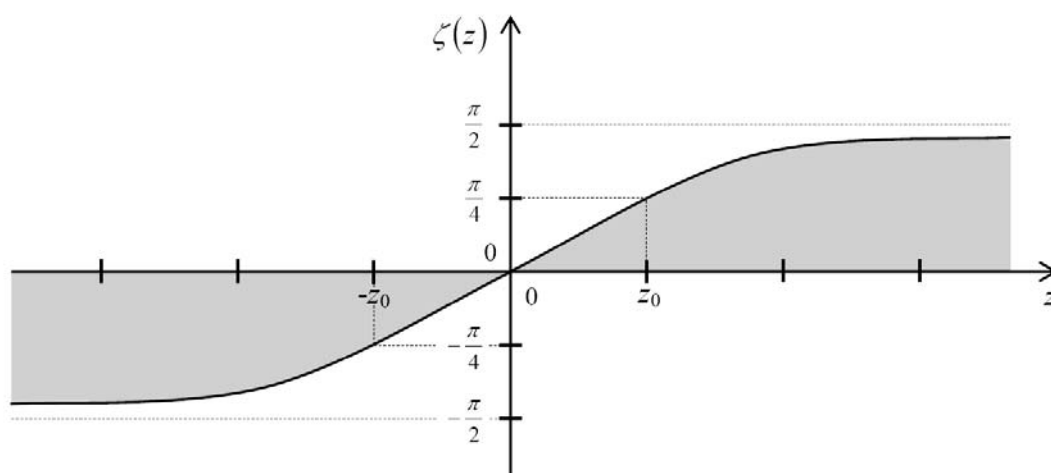
Fáza

Pre fázu Gaussového zväzku platí výraz

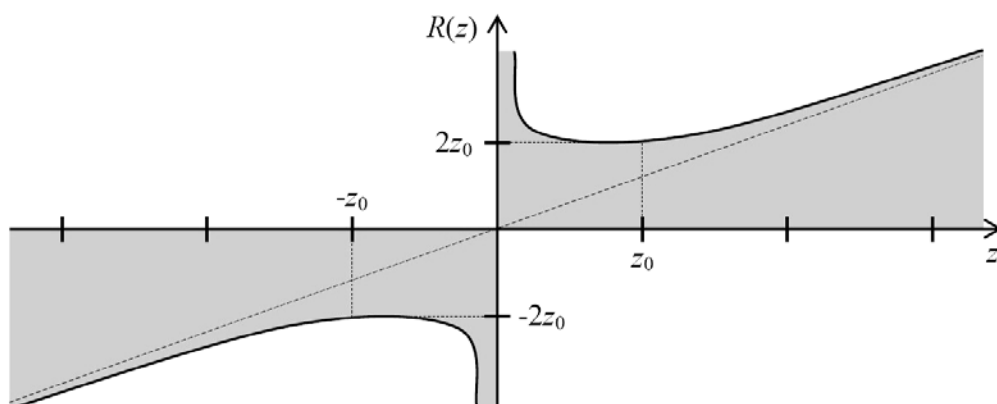
$$\phi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{kp^2}{2R(z)}. \quad (38)$$

Na ose zväzku ($\rho=0$) obsahuje fáza dva členy:

$$\phi(0, z) = kz - \zeta(z). \quad (39)$$



Obr. 6 Fázové oneskorenie $\zeta(z)$ pozdĺž osy Gaussového zväzku vzťahujúce sa k rovinnej vlne [4]

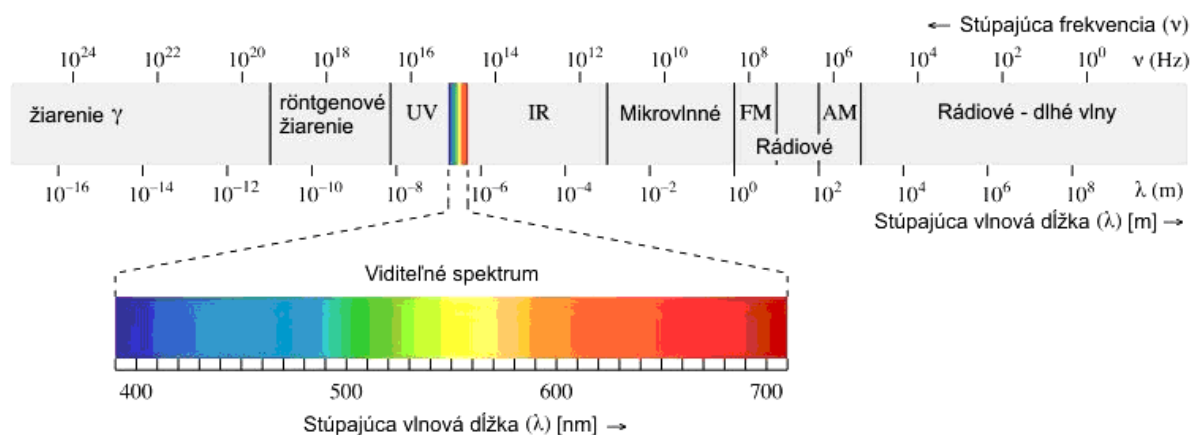


Obr. 7 Polomer krivosti $R(z)$ vlnoplochy Gaussového zväzku [4]

Prvý člen kz vo vzťahu (39) je fázou rovinatej vlny. Druhý predstavuje fázové oneskorenie $\zeta(z)$ dané vzťahom (26) a meniaci sa od $-\pi/2$ pre $z = -\infty$ do $+\pi/2$ pre $z = \infty$. Celkové oneskorenie pozdĺž osi zväzku je teda π . Tento jav sa nazýva *Guojov efekt*. [1]

1.3. Elektromagnetická optika

Svetlo je elektromagnetický vlnový dej. Elektromagnetické žiarenie sa šíri v tvare dvoch navzájom vektorových vln, vlny elektromagnetického pola a vlny magnetického pola. Vlnová optická teória popísaná v predchádzajúcej kapitole je aproximáciou elektromagnetickej teórie, kedy je svetlo popísané jednoduchou skalárnou funkciou polohy a času (vlnovou funkciou). Elektromagnetická optika v sebe obsahuje vlnovú optiku ktorá zase naopak obsahuje paprskovú optiku.[1]



Obr. 8 Elektromagnetické spektrum [5]

1.3.1. Elektromagnetická teória svetla

Elektromagnetické pole je popísané dvomi spolu súvisiacimi vektorovými poľami a to elektromagnetickým polom $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ a magnetickým poľom $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Obidve pole sú vektorové polohy priestoru a času. Obecne je teda k popisu treba šesť skalárnych funkcií priestoru a času. Tieto funkcie sú vzájomne závislé, musia vyhovovať sústave Maxwellových rovníc.

Maxvellové rovnice

Pre elektrické a magnetické pole vo vákuu platia nasledujúce parciálne derivácie

$$\begin{aligned}
\nabla \times \bar{\mathbf{H}} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{\mathbf{E}}}{\partial t} \\
\nabla \times \bar{\mathbf{E}} &= -\mu_0 \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \bar{\mathbf{E}} &= 0 \\
\nabla \cdot \bar{\mathbf{H}} &= 0
\end{aligned} \tag{40}$$

kde konštanta $\varepsilon_0 \approx (1/36\pi) \times 10^{-9}$ je permitivita a $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ je susceptibilita vákua, $\nabla \cdot$ a $\nabla \times$ sú operátormi divergencie a rotácie.[1]

Vlnová rovnica

Nutnou podmienkou pre to, aby $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$ splňovali Maxwellové rovnice, je, aby každá z ich zložiek vyhovovala vlnovej rovnici

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \tag{41}$$

kde c_0 je rýchlosť svetla vo vákuu

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_0 \mu_0)}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s} \tag{42}$$

a skalárna funkcia u predstavuje jednu z troch zložiek ($\mathbf{E}_x$, $\mathbf{E}_y$, $\mathbf{E}_z$) vektoru $\mathbf{E}$ alebo niektorú zo zložiek vektoru $\mathbf{H}$ ($\mathbf{H}_x$, $\mathbf{H}_y$, $\mathbf{H}_z$).

Súvislosť medzi vlnovou optikou a elektromagnetickou je nasledujúca, vlnová rovnica je zabudovaná do štruktúry elektromagnetickej teórie a rýchlosť svetla sa vzťahuje k elektromagnetickým konštantám ε_0 a μ_0 . [1]

Optická intenzita a výkon

Tok elektromagnetického výkonu je daný vektorom

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \tag{43}$$

známy ako Poyntingov vektor. Tok výkonu má smer Poyntingovho vektoru, čiže je kolmý k vektoru $\mathbf{E}$ aj k vektoru $\mathbf{H}$. Optická intenzita I (tok výkonu jednotkovou plochou kolmou k vektoru $\mathbf{S}$) je veľkosť časovo zostredovaného Poyntingovho vektoru $\langle \mathbf{S} \rangle$.

$$\begin{aligned}
I(P) = |\langle \mathbf{S} \rangle| &= \frac{c}{4\pi} |\langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle| = \frac{c}{4\pi} \left| \sum_{n,m} \langle \mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m \rangle \right| \\
&= \frac{c}{4\pi} \left| \sum_n \langle \mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m \rangle + \sum_{n \neq m} \langle \mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m \rangle \right| \tag{44}
\end{aligned}$$

1.4. Polarizácia svetla

Polarizácia svetla je určená smerom vektoru intenzity elektrického poľa $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ a jeho závislosťou na čase, pre monochromatické svetlo sa tri zložky vektoru $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ sínusovo menia v čase. Ich amplitúdy a fáze sú pritom obecné rôzne, takže sa v každom mieste $\mathbf{r}$ pohybuje koncový bod vektoru $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ v rovine v ktorej opisuje elipsu. Rovina, orientácia a tvar elipsy závisí obecné na polohe.

V paraxiálnej optike sa svetlo šíri v smeroch, ktoré ležia v úzkom kuželi, ktorého os je totožná s optickou osou (os z). Vlny je možné približne považovať za TEM vlny, a vektor intenzity elektrického poľa leží teda približne v rovine kolmej k osi z (rovina x - y na obrázku) vlna sa nazýva elipticky polarizovaná.

Orientácia a excentricita elipsy určujú stav polarizácie optickej vlny, zatiaľ čo jej rozmery sú určené intenzitou svetla. Ak je elipsa degenerovaná na priamku, nazývame vlnu lineárne polarizovanou, ak sa stane kružnicou, nazývame ju kruhovo polarizovanou.

Polarizácia hrá významnú úlohu v interakcii svetla s látkou, čo dokazujú nasledovné príklady:

- množstvo svetla odrazeného na rozhraní dvoch látok závisí na polarizácii vlny
- množstvo svetla absorbovaného určitými materiálmi závisí na polarizácii
- rozptyl svetla v látke je obecné citlivý na polarizáciu
- index lomu anizotropných materiálov závisí na polarizácii. Rôzne polarizované vlny sa teda šíria rôznou rýchlosťou a vykazujú rôzne fázové posunutie, takže sa pri šírení vlny polarizačná elipsa mení. Táto vlastnosť sa využíva pri konštrukcii rôznych optických zariadení
- takzvané opticky aktívne materiály majú prirodzenú schopnosť otáčať polarizačnú rovinu lineárne polarizovaného svetla. V prítomnosti magnetického poľa otáčajú polarizáciu mnohé materiály.[6]

1.4.1. Druhy Polarizácie

Uvažujme monochromatickú rovinnú vlnu frekvencie ν , ktorá sa šíri v smere z rýchlosťou c . vektor elektrického poľa leží v rovine x - y a je obecné popísaný vzťahom

$$\mathbf{E}(z,t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{A} \exp \left[j 2 \pi \nu \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}, \quad (45)$$

kde komplexná obálka

$$\mathbf{A} = A_x \hat{x} + A_y \hat{y}, \quad (46)$$

Je vektor s komplexnými zložkami A_x a A_y . K popísaniu polarizácie tejto vlny nájdeme koncový bod vektoru $\mathbf{E}(z,t)$ v každom mieste z ako funkciu času.[6]

Polarizačná elipsa

Vyjadrením A_x a A_y pomocou ich veľkosti a fázy $A_x = a_x \exp(j\varphi_x)$ a $A_y = a_y \exp(j\varphi_y)$ a dosadením do (44) a (43) dostaneme

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}, \quad (47)$$

kde

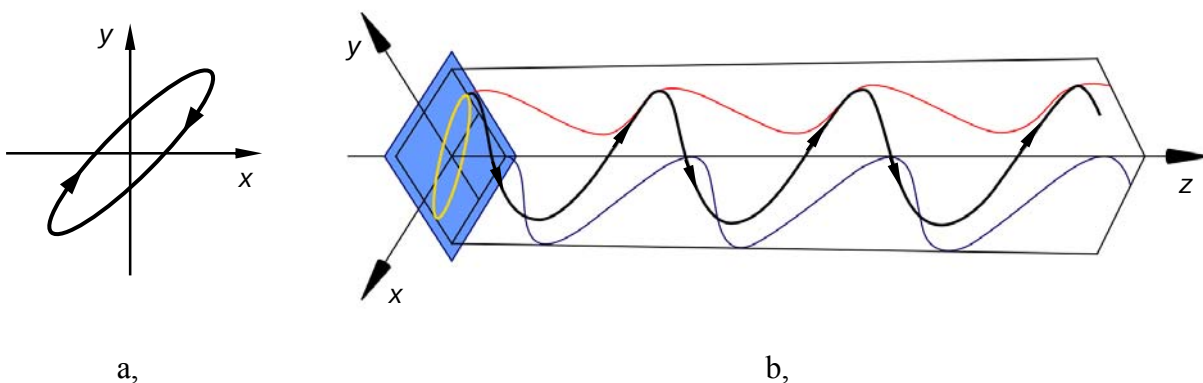
$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cos \left[2\pi \nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right], \\ E_y &= a_y \cos \left[2\pi \nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right] \end{aligned} \quad (48)$$

sú zložky x a y vektoru elektrického pola $\mathbf{E}(z, t)$. zložky E_x a E_y sú periodické funkcie $t - z / c$ oscilujúce s frekvenciou f . Rovnice (64) sú parametrické rovnice elipsy

$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2 \cos \varphi \frac{E_x E_y}{a_x a_y} = \sin^2 \varphi, \quad (49)$$

kde $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ je fázový rozdiel.

Pre danú hodnotu z rotuje koncový bod vektoru elektrického pola periodicky v rovine x - y a opisuje túto elipsu. V danom časovom okamžiku sa koncové body vektorov intenzity elektrického pola nachádzajú na skrutkovici, ktorá leží na valcovej ploche eliptického prierezu (viz obr. 9b). pri šírení vlny elektrické pole rotuje a opakuje periodicky svoj pohyb vždy po ubehnutí vzdialenosti odpovedajúcej vlnovej dĺžke.[6]

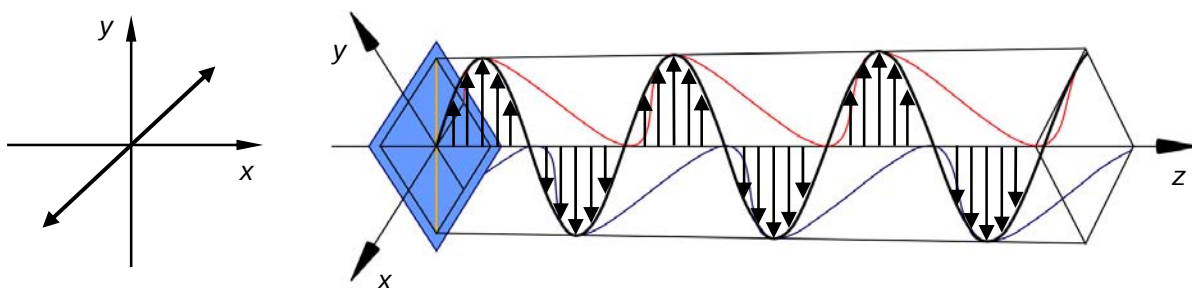


Obr. 9 Eliptická polarizácia [7]

Polarizačný stav vlny je určený tvarom elipsy (smerom hlavnej polo osi a excentricitou, alebo pomerom vedľajšej polo osi k hlavnej polo ose elipsy). Tvar elipsy teda závisí na dvoch parametroch- pomere amplitúd a_y / a_x a fázovom rozdieli $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$. Na druhej strane veľkosť elipsy určuje intenzitu vlny $I = (a_x^2 + a_y^2) / 2\eta$ kde η je impedancia prostredia.[6]

Lineárne polarizované svetlo

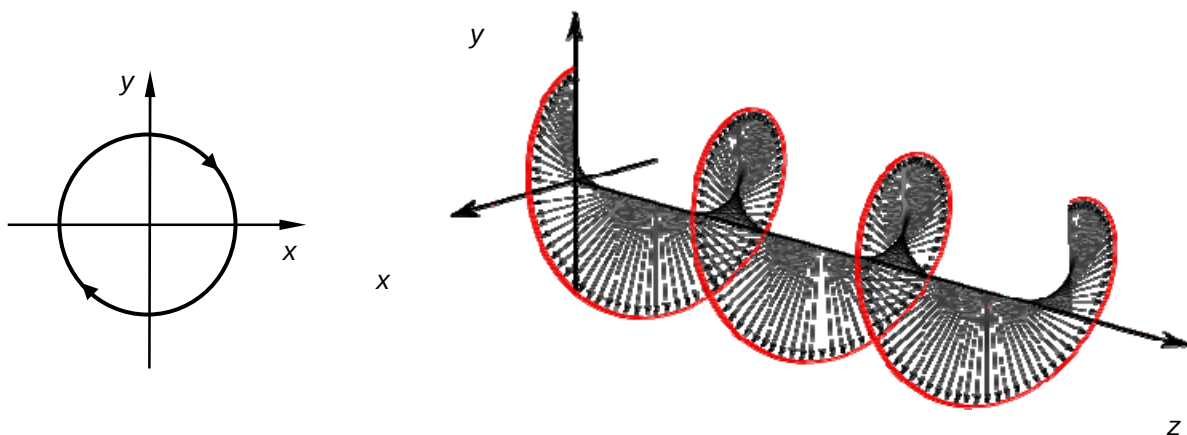
Ak zmizne jedna zo zložiek (napríklad $a_x = 0$), je svetlo polarizované v smere druhej zložky (v smere osy y). vlna je tiež lineárne polarizovaná, ak je fázový rozdiel $\varphi = 0$ alebo π , pretože z rovnice (64) vyplýva $E_y = \pm(a_y / a_x)E_x$, čo je rovnica priamky s smernicou $\pm a_y / a_x$ (+ a – odpovedá fázy 0 a π) v tomto prípade valcová plocha z obrázku degeneruje na rovinu, ako je znázornené na obrázku. Hovoríme tiež, že vlna je polarizovaná v rovine. Ak je napríklad $a_x = a_y$, zvierá rovina polarizácie s osou x uhol 45° . Ak je $a_x = 0$, je rovina polarizácie totožná s rovinou $y - z$. [6]



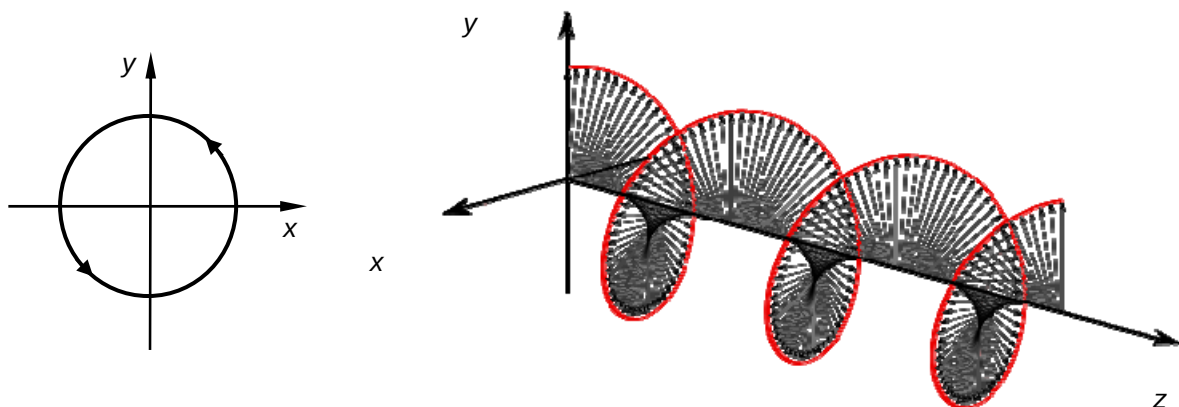
Obr. 10 Lineárna polarizácia [7]

Kruhovo polarizované svetlo

Ak $\varphi = \pm\pi/2$ a $a_x = a_y = a_0$, potom zo vzťahu (64) vyplýva $E_x = a_0 \cos[2\pi\nu(t - z/c) + \varphi_x]$ a $E_y = \mp a_0 \sin[2\pi\nu(t - z/c) + \varphi_x]$, a $E_x^2 + E_y^2 = a_0^2$, a to je rovnica kružnice. Valcová plocha s eliptickým prierezom na (viz.Obr.9b) prejde na valcovú plochu s kruhovým prierezom a potom môžeme povedať, že vlna je kruhovo polarizovaná. V prípade $\varphi = +\pi/2$ rotuje elektrické pole v danom mieste osi z v zmysle otáčania hodinových ručičiek, ak sa pozeráme oproti smeru postupu vlny. Potom hovoríme, že svetlo je pravotočivo, kruhovo polarizované (viz obr.10). Prípade $\varphi = -\pi/2$ odpovedá rotácií proti zmyslu otáčania hodinových ručičiek a ľavotočivému, kruhovo polarizovanému svetlu (viz obr.12). V prípade pravotočivej kruhovej polarizácie je krivka vytvorená v určitom časovom okamžiku koncami vektorov elektrického poľa v rôznych bodoch priestoru pravotočivej skrutkovice (viz obr.11), pre ľavotočivú kruhovú polarizáciu ležia konce vektorov elektrického poľa na ľavotočivej skrutkovici.[6]



Obr. 11 Trajektória koncového bodu vektoru elektrického pola pre pravotočivú kruhovo polarizovanú rovinnú vlnu [8]



Obr. 12 Trajektória koncového bodu vektoru elektrického pola pre ľavotočivú kruhovo polarizovanú rovinnú vlnu [8]

1.4.2. Stokesov popis polarizácie

Prostredníctvom Stokesových parametrov môžeme jednoducho stanoviť charakter a stupeň polarizácie. Rovinnú úplne polarizovanú vlnu môžeme popísať pomocou nasledovných parametrov a_x a a_y , to sú amplitúdy elektrickej intenzity a ich fázový rozdiel $\delta = \delta_y - \delta_x$. Stokesové parametre S_0 až S_3 , sú kombináciou vyššie uvedených základných parametrov.

$$S_0 = \langle a_x^2 + a_y^2 \rangle, \quad (50)$$

$$S_1 = \langle a_x^2 - a_y^2 \rangle, \quad (51)$$

$$S_2 = \langle 2a_x a_y \cos(\delta) \rangle, \quad (52)$$

$$S_3 = \langle 2a_x a_y \sin(\delta) \rangle, \quad (53)$$

Výhodou Stokesových parametrov je, že sú to reálne čísla, úmerné optickej intenzite a popisujú aj optickú intenzitu nepolarizovanej časti.

Podľa vzťahov (50-53) Stokesov vektor nadobúda tvar

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \quad (54)$$

teraz môžeme definovať stupeň polarizácie vlny (*Degree Of Polarization*), pomocou vyššie uvedených parametrov dostávame

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, \quad (55)$$

pre stupeň lineárnej polarizácie dostávame

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}, \quad (56)$$

a pre stupeň kruhovej polarizácie dostaneme

$$DOCP = \left| \frac{S_3}{S_0} \right|, \quad (57)$$

DOP nadobúda hodnoty 0 až 1. Ak $DOP=1$ jedná sa o úplne polarizované žiarenie a naopak ak $DOP=0$ jedná sa o úplne nepolarizované žiarenie.

Základné tvary Stokesových vektorov pre jednotlivé druhy polarizovaného svetla majú tvar

$$\text{lineárne polarizované svetlo (horizontálne)} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (58)$$

$$\text{lineárne polarizované svetlo (vertikálne)} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (59)$$

$$\text{ľavotočivá kruhová polarizácia} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (60)$$

$$\text{pravotočivá kruhová polarizácia} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (61)$$

$$\text{nepolarizované svetlo} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (62)$$

[9],[10].

1.4.3. Polarizátory

Sú to zariadenia, ktoré slúžia na vytvorenie polarizovaného svetla , rovnako ako aj na zistenie stavu polarizácie. Prepúšťajú vlny len v smere paralelnom k osi priepustnosti. V ostatných smeroch je amplitúda prenášanej vlny redukovaná faktorom $\cos \alpha$, podľa Malusovho zákona

$$I(\alpha) = I_0 \cdot \cos^2 \alpha \quad (63)$$

kde α je uhol ,ktorý zvierá vektor elektrického poľa so smerom priepustnosti polarizátora, I_0 je maximálna prenesená optická intenzita v smere paralelnom k osi priepustnosti polarizátora.

Polarizátory sú bežne zhotovované z listu polaroidu, to je natiahnutý film polyvinyl alkoholu obsahujúci jód. Jód sa skladá z zoradených polymérnych reťazcov, ktoré absorbujú svetlo paralelne k smeru zoradenia reťazcov. Základná skupina kryštálov, vrátane dobre

známeho materiálu turmalínu, majú identické nastavenie selektívnej absorpcie jednej roviny polarizácie.

Ďalším spôsobom ako získať polarizované svetlo, je odraz svetla pod Brewsterovým uhlom na dielektrickom povrchu. Avšak koeficient odrazu je často nízky, tento nedostatok je možné odstrániť pomocou tzv. „pile-of-plates“ polarizátora. Tento polarizátor pozostáva z niekoľkých vrstiev skla, alebo dielektrika, čím je možné dosiahnuť skoro kompletného odrazu. Takto vytvorené okienko s vysokým koeficientom prenosu žiarenia je použité na vytvorenie okienka v ktorom nenastáva lom. Zariadenie s uvedenými vlastnosťami sa nazýva Brewsterovo okienko a využíva sa v plynových laseroch. [18]

1.5. Interferencia

Uvedme nasledujúci prípad, v priestore sú prítomne dve alebo viaceré optické vlny, potom výsledná vlnová funkcia je rovná súčtu jednotlivých vlnových funkcií. Toto tvrdenie vyplýva z lineárnosti vlnovej rovnice. Takže pre monochromatické vlny rovnakej frekvencie platí princíp superpozície pre komplexné amplitúdy.

Princíp superpozície nemôžeme použiť pre optické intenzity, pretože výsledná intenzita superpozície niekoľkých vln nemusí byť súčtom ich intenzít. Tento rozdiel vyplýva z interferencie medzi vlnami. Interferencia je závislá na vzťahu medzi fázami jednotlivých skladajúcich sa vln. [1]

1.5.1. interferencia dvoch vln

Ak skladáme dve monochromatické vlny s komplexnou amplitúdou $U_1(\mathbf{r})$ a $U_2(\mathbf{r})$, výsledkom je monochromatická vlna s komplexnou amplitúdou

$$U(\mathbf{r}) = U_1(\mathbf{r}) + U_2(\mathbf{r}). \quad (64)$$

Intenzity skladaných vln $I_1 = |U_1|^2$ a $I_2 = |U_2|^2$ a intenzita výslednej vlny je

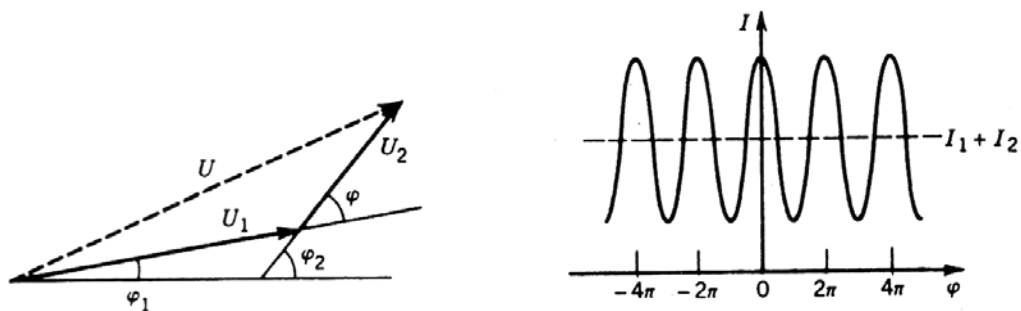
$$I = |U|^2 = |U_1 + U_2|^2 = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1^* U_2 + U_1 U_2^*. \quad (65)$$

Explicitná závislosť na $\mathbf{r}$ bola vypustená pre zjednodušenie. Dostaneme interferenčnú rovnicu

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{2(I_1 I_2)} \cos \varphi, \quad (66)$$

pričom $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Tento vzťah, nazývaný tiež interferenčná rovnica, môže byť interpretovaný geometricky pomocou fázorového diagramu (viz obr.14) ktorý ukazuje, že veľkosť fázoru U je citlivá na fázový rozdiel φ a nie len na veľkosti vytvárajúcich fázorov.[1]



Obr. 13 Fázorový diagram pre superpozíciu dvoch vln o intenzite I_1 a I_2 s fázovým rozdielom $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ a závislosť celkovej intenzity na fázovom rozdiely φ [1]

Intenzita súčtu dvoch vln nie je súčtom ich intenzít (viz rovnica 64) kde je prítomný dodatočný člen príslušný interferencii medzi obidvoma vlnami. Tento člen môže byť kladný alebo záporný, čo odpovedá konštruktívnej alebo deštruktívnej interferencii. Ak je napr. $I_1 = I_2 = I_0$, potom $I = 2I_0(1 + \cos \varphi) = 4I_0 \cos^2(\varphi/2)$, takže pre $\varphi = 0$ je $I = 4I_0$ (t.j. výsledná intenzita je štvornásobok intenzity každej zo superponujúcich vln). Pre $\varphi = \pi$ sa superponujúce vlny navzájom vylučujú a výsledná intenzita $I = 0$. Ak $\varphi = \pi/2$ alebo $\varphi = 3\pi/2$ vymizne interferenčný člen a $I = 2I_0$. Celková intenzita je rovná súčtu intenzít interferujúcich vln. Silná závislosť intenzít I na fázovom rozdiely φ nám umožňuje určiť fázový rozdiel meraním intenzity svetla (využitie v mnohých optických prístrojoch).

Za bežných svetelných podmienok nie je interferencia pozorovateľná, pretože náhodné fluktuácie fáz φ_1 a φ_2 spôsobujú, že fázový rozdiel φ nadobúda náhodných hodnôt rovnomerne rozložených medzi 0 a 2π , potom stredná hodnota $\cos \varphi = 0$ a interferenčný člen vymizne. Svetlo s takýmito náhodnými fázami sa nazýva čiastočne koherentné.

Interferencia je spojená s priestorovým prerozdelením optickej intenzity, bez toho aby bol porušený zákon zachovania energie. Dve vlny môžu mať napríklad v určitej rovine konštantné intenzity I_1 a I_2 , ale v dôsledku fázového rozdielu φ závislého na polohe môže byť celková intenzita v niektorých bodoch menšia ako $I_1 + I_2$ a v iných bodoch väčšia ako $I_1 + I_2$ pri zachovaní celkového výkonu (t.j. integrál intenzity). [1]

1.6. Koherencia

Dôležitým parametrom kvality zdroja žiarenia pre interferometriu, holografii, ale i pre optické meracie metódy je koherencia žiarenia. [11]

Koherencia je v obecnom zmysle charakteristika stupňa synchronnosti dvoch kmitavých dejov. U elektromagnetických dejov sa rozlišuje priestorová a časová koherencia. [12]

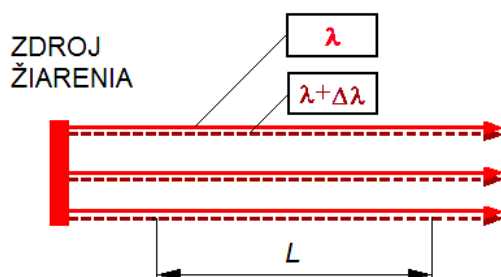
1.6.1. Časová koherencia

Všimnime si teraz časovej koherencie. Predstavme si ju na nasledovnom modeli. Je elektromagnetické pole v bode P a čase t a $(t + \Delta t)$, ak je pre daný interval Δt rozdiel fáz elektromagnetickej vlny rovnaký pre ľubovoľné t , môžeme povedať, že v časovom intervale t existuje časová koherencia. Ak je podmienka splnená pre ľubovoľnú hodnotu t , je vlna charakterizovaná úplnou časovou koherenciou. Ak platí podmienka len pre určité hodnoty t tak, že $0 < t < t_k$, je vlna charakterizovaná čiastočnou koherenciou, dobou koherencie t_k . Predstava časovej koherencie súvisí s monochromatickosťou a elektromagnetická vlna s dobou koherencie t_k má šírku spektrálnej čiary $\Delta n \gg 1/t_k$. [12]

Je dôležité spomenúť pojem koherenčná dĺžka. Je to dĺžka na ktorej je svetlo ešte schopné interferencie (rádovo cm, m). Pre koherenčnú dĺžku platí

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta f}. \quad (67)$$

Kde c je rýchlosť šírenia žiarenia a Δf je zmena frekvencie zdroja vyžarujúceho v intervale dĺžok $\lambda + \Delta\lambda$. Kde λ je vlnová dĺžka a $\Delta\lambda$ je šírka spektrálnej čiary.



Obr. 14 Výklad časovej koherencie – zdroj vyžarujúci žiarenie o vlnovej dĺžke v intervale $\lambda + \Delta\lambda$ [11]

Pri aplikácií zdroja žiarenia s konečnou koherenčnou dĺžkou je treba nezabúdať, že kvalita kvalitnú interferenciu je možné získať len superpozíciou takých lúčov, ktorých optické dráhy (merané od zdroja žiarenia) sa príliš od seba nelíšia a ich rozdiel by mal byť podstatne menší ako koherenčná dĺžka L . [12]

1.6.2. Priestorová koherencia

Priestorovej koherencii je možné jednoducho porozumieť na jednoduchom modeli majúcom body P_1 a P_2 , ktorými časom t_0 prechádza vlnoplocha elektromagnetickej vlny. Týmto bodom zodpovedajú intenzity elektrického pola $E_1(t)$ a $E_2(t)$. fázový rozdiel elektrických polí bodoch P_1 a P_2 v čase t_0 rovný nule. Ak bude fázový rozdiel rovný nule aj v ďalších ľubovoľných časoch t , môžeme povedať že medzi bodmi P_1 a P_2 existuje úplná

koherencia. Ak je uvedená podmienka splnená pre všetky dvojice bodov vlnoplochy, je daná vlna charakterizovaná úplnou priestorovou koherenciou. [12]

Priestorovú koherenciu je možné vyjadriť pomocou tzv. koherenčnej šírky. Koherenčná šírka je vzdialenosť W_c na tienidle (obr.12) medzi osou zväzku a miestom, v ktorom dostaneme pri interferencii lúčov šíriacich sa od okraja monochromatického plošného zdroja minimum intenzity. Koherenčná šírka je predovšetkým funkciou priečnej veľkosti zdroja $2W_0$, vlnovej dĺžky λ a mení sa s vzdialenosťou tienidla od zdroja z . Platí vzťah

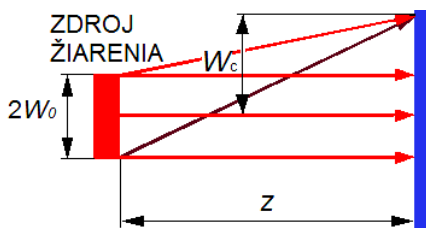
$$\frac{\lambda}{2} = \sqrt{z^2 + (W_c + W_0)^2} - \sqrt{z^2 + (W_c - W_0)^2}, \quad (68)$$

Vzhľadom k tomu, že veľkosť zdroja $2W_0$, býva podstatne menšia ako vzdialenosť tienidla od zdroja z , môžeme daný vzťah zjednodušiť a dostaneme

$$\frac{\lambda}{2} = \left[z + \frac{(W_c + W_0)^2}{2z} \right] - \left[z + \frac{(W_c - W_0)^2}{2z} \right]. \quad (69)$$

Po úpravách môžeme vyjadriť koherenčnú šírku W_c v tvare

$$W_c = z \frac{\lambda}{4W_0}. \quad (70)$$



Obr. 15 Výklad priestorovej koherencie - zdroj konečnej veľkosti [11]

Z uvedeného rozboru je zrejmé, že pri aplikácii zdroju žiarenia s reálnou veľkosťou $2W_0$ je možné osvetľovať vo vzdialenosti z od zdroja len také objekty, ktoré majú rozmer priechy k osi žiarenia menší ako W_c , inak sa začne prejavovať interferencia lúčov šíriacich sa od okraja monochromatického zdroja, ktorá môže ovplyvniť interferenciu s prípadným ďalším zväzkom.

Veľké hodnoty koherenčnej šírky je možné dosiahnuť predovšetkým u laserov, kde veľkosť zdroja $2W_0$ je oproti iným zdrojom žiarenia zanedbateľná, a preto je možné lasery považovať prakticky za bodové zdroje žiarenia. [11]

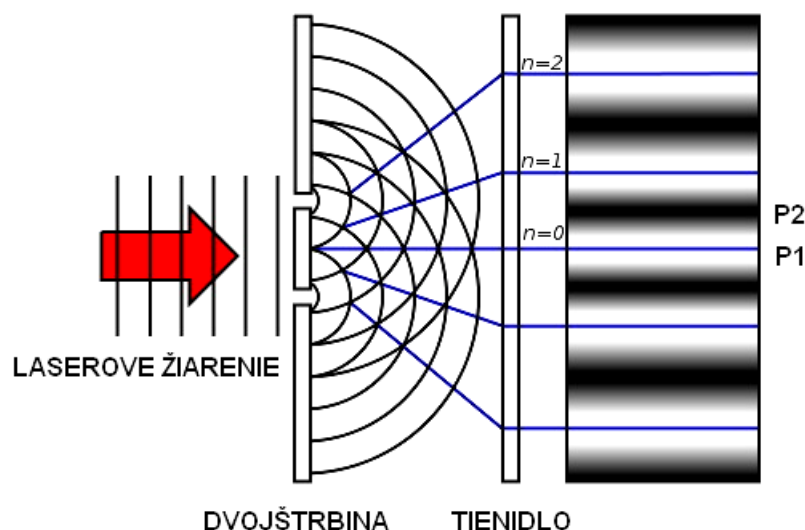
Youngov Pokus na dvojštrbine

V roku 1801 anglický fyzik a lekár Thomas Young preukázal, že rovnako ako vlny na hladine alebo zvukové vlny aj svetlo je schopné interferencie. Tým dokázal že svetlo je vlna.

Základom jeho pokusu bola dvoj štrbina na ktorú dopadalo svetelné žiarenie, po prechode žiarenia dvoj štrbinou na vzdialenom tienidle bol pozorovaný obrazec skladajúci sa z svetlých a tmavých prúžkov. Tento obrazec sa nazýva interferenčný obrazec a vznikol interferenciou- skladaním 2 vlnení. Podmienkou vzniku Obrazca na tienidle je aby sa žiarenie šírilo s konštantnou fázou.

Interferencia môže vzniknúť konštruktívna v mieste na tienidle kde je dráhový rozdiel vlnení rovný 0, alebo celočíselnému násobku vlnovej dĺžky vlny dorazia do bodu P_1 vo fáze a interferujú konštruktívne- bod leží v svetlom prúžku. Ak je dráhový rozdiel nepárny násobok polovice vlnovej dĺžky, dopadajú vlny do bodu P_2 s presne opačnou fázou a interferujú deštruktívne, bod leží v tmavom prúžku na tienidle.[13]

Koherenčná šírka W_c pre určitú vzdialenosť dvoj štrbiny a detektoru sa rovná takej vzdialenosti štrbín, pri ktorej dosiahneme kontrast intenzity susedného minima a maxima na obrazci $K= 0,02$, alebo v percentuálnom vyjadrení $K= 2\%$



Obr. 16 Youngov pokus na dvoj štrbine, na tienidle je vidieť svetlé a tmavé pruhy reprezentujúce interferenčné maxima a minima [14]

Za predpokladu, že intenzita zdrojov $I_1 = I_2$ je stupeň koherencie $\gamma_{1,2}$ rovný kontrastu, ktorý vypočítame z maximálnej a minimálnej intenzity 2 pozorovanej na interferenčnom obrazci podľa vzťahu

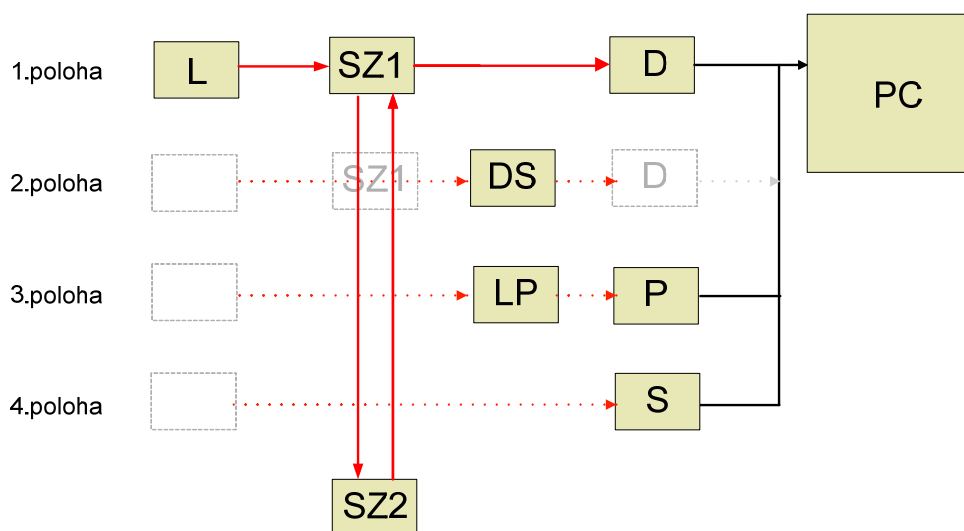
$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \gamma_{1,2} \quad (71)$$

Žiarenie považujeme za vysoko koherentné ak dosiahnutý stupeň koherencie presahuje 0,88 (88%), čiastočne koherentné ak je hodnota menšia ako 0,88, a nekoherentné pre hodnoty blízke nule a rovné nule. [19]

2. Návrh experimentálneho pracoviska

2.1. Teoretický návrh

Pracovisko obsahuje 4 vetvy označené 1.poloha až 4.poloha. Každá vetva slúži na meranie iného typu parametrov laserového zväzku



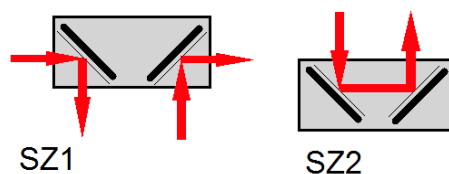
Obr. 17 Usporiadanie navrhnutého pracoviska. Priesvitné bloky označujú polohy zariadení pri jednotlivých meraniach

Tab.1 Vysvetlenie označenia blokov v navrhnutom pracovisku

Označenie	Názov Bloku	Označenie	Názov Bloku
L	Laser	D	Detektor- profilometer
SZ1,2	Sústava zrkadiel 1,2	P	Merač optického výkonu
DS	Dvojštrbina	S	Spektrometer
LP	Lineárny polarizátor	PC	Osobný počítač

Na meranie geometrických parametrov laserového zväzku slúži poloha 1. Meranie polomeru zväzku $W(z_1)$, $W(z_2)$ v dvoch vzdialenostiach od laseru z_1 a z_2 , k tomuto účelu je, alebo nie je použitá sústava zrkadiel SZ1,2 (viz obr.18).

Spektrálne parametre sú merané v polohe 2. a 4. V druhej polohe je meraná koherenčná šírka W_c . Druhá poloha v pracovisku obsahuje bloky L, voliteľne SZ1, DPS, D, PC. Pomocou sústavy zrkadiel SZ1 je možné predĺžiť dráhu zväzku.



Obr. 18 Sústava zrkadiel 1 a 2, slúžiaca na predĺženie dráhy laserového zväzku, červené šípky značia smer šírenia laserového zväzku

Druhá poloha v pracovisku obsahuje bloky L, voliteľne SZ1, DPS, D, PC. Táto poloha je určená pre meranie spektrálnych parametrov, a to koherenčnej šírky W_c . Pomocou sústavy zrkadiel SZ1 a SZ2 je možné predĺžiť dráhu zväzku.

Výkonové parametre a polarizačné parametre sú merané v 3. polohe V polohe 4. boli merané vlnová dĺžka λ a šírka spektrálnej čiary $\Delta\lambda$.

Tab.2 Zhrnutie nameraných parametrov, ich typ, a využitá časť pracoviska

Poloha	Využitie bloky	Nameraný parameter	Typ parametru
1.	L, SZ1, SZ2, D, PC	$W(z_1), W(z_2)$	geometrický
2.	L, SZ1, SZ2, DS, D, PC	W_c	spektrálny
3.	L, P, PC	P	výkonový
	L, LP, P, PC	typ polarizácie	polarizačný
4.	L, S, PC	$\lambda, \Delta\lambda$	spektrálny

2.2. Popis jednotlivých prvkov pracoviska

Zoznam použitého prístrojového vybavenia:

- HeNe laser vlnovej dĺžky 632,8nm a 453,5nm
- Merač optického výkonu VEGA s fotodiódovým senzorom PD300-3W-V1
- Profilometer LBP-4-USB
- Spektrometer AvaSpec-3648
- Lineárny polarizátor
- Dvojštrbina s hrúbkou štrbiny 0,3 mm a vzdialenosťou štrbín 0,5 mm
- Optické svorky, niekoľko kusov držiakov s podstavou so závažím
- 4 laboratórne zrkadlá
- Počítač s potrebným programovým vybavením

2.2.1. Hélium-Neónový laser

Boli používané 2 plynové lasery. Helium- Neonový laser s vlnovou dĺžkou 632,8 nm s lineárnou polarizáciou, s osovým pomerom $> 500:1$ a polomerom zväzku v krčku $W_0 = 325 \mu\text{m}$. Výstupný výkon udávaný výrobcom $P = 1 \text{ mW}$.

Helium- Neonový laser s vlnovou dĺžkou 543,5 nm, kruhovou polarizáciou, s polomerom zväzku v krčku $W_0 = 400 \mu\text{m}$. Výstupný výkon udávaný výrobcom $P = 0,5 \text{ mW}$.

Potrebná doba zahriatia laserov minimálne 15 min, po uplynutí tejto doby je optický výkon $> 95 \%$ maximálneho výstupného optického výkonu lasera

2.2.2. Merač optického výkonu VEGA



Obr. 19 Merač optického výkonu VEGA

Špecifické vlastnosti:

- Kompatibilný so všetkými termálnymi a pyroelektrickými fotodiodovými senzormi
- USB a RS232 rozhranie pre komunikáciu so StarLab a StarCom pc aplikáciami, LabVIEW driver
- Mnoho softvérových funkcií ako hustota, min/max, mierka atd.

Vega je veľmi všestranný a sofistikovaný ručný merač optického výkonu/energie lasera. Má mnoho zabudovaných funkcií ako napríklad záznam dát, grafov, jednotky hustoty výkonu a energie, maximálne a minimálne limity. Napájaný môže byť z batérií alebo z AC zdroja.

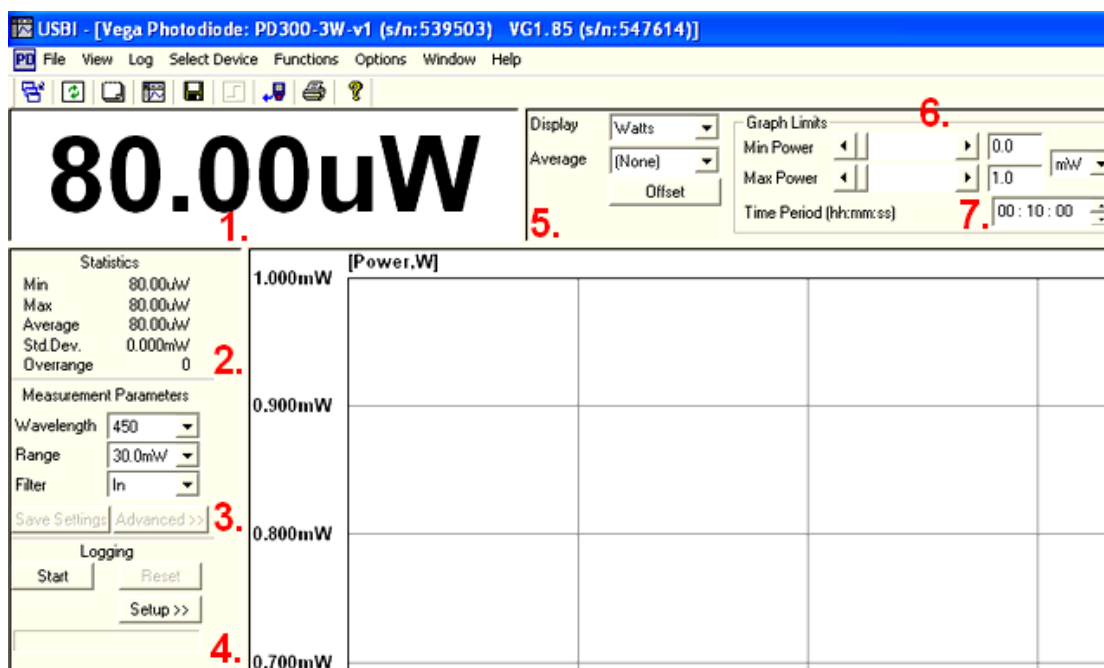
Zabudované USB a RS232 rozhranie a StarLab a StarCom PC softvér umožňuje on-line spracovanie dát, ako ja spracovanie vopred uložených dát, výsledky sú zobrazené na počítači.



Obr. 20 Fotodiódový senzor PD300-3W-V1, s odnímateľným filtrom

Tab.3 Základné parametre senzoru PD300-3W-V1 [20]

	Bez nasadeného filtru	S nasadeným filtrom
Spektrálna odozva	350-1100 nm	430-1100nm
Maximálny meraný výkon v závislosti na vlnovej dĺžke		
<488nm	100mW	3W
633nm	100mW	3W
670nm	100mW	2,5W
790nm	100mW	2W
904nm	100mW	2W
1064nm	100mW	3W
Doba odozvy	0,2 s	0,2 s
Šum	0,2 nW pre stredné hodnoty vlnových dĺžok	
Odstránenie žiarenia v miestnosti	nemá	
Presnosť	±10 % pre 360-400 nm	-
	±3 % pre 430- 950 nm	±5 % pre 430- 950 nm
	±5 % pre 950-1100 nm	±7 % pre 950- 1100 nm



Obr. 21 Popis základných funkcií počítačového prostredia USBI, 1.aktuálna meraná hodnota, 2.štatistické údaje, 3.nastavenie parametrov merania, 4.spustenie/zastavenie merania, 5.nastavenie zobrazovaných jednotiek, 6.limity zobrazovaných jednotiek v grafickom priebehu, 7.nastavenie dĺžky času spojitého merania

2.2.3. Profilometer LBP-4-USB (laser beam profiler)

Profilometer *LPB-4-USB* od firmy Newport je meracia jednotka riadená ovládacím programom cez počítač, pomocou rozhrania USB2.0. Obsahuje kompletný balík diagnostických meracích funkcií, vrátane multi-merania zvyšujúce integritu signálu pre vyššiu presnosť výsledkov



Obr. 22 Profilometer LBP-4-USB

Špecifické vlastnosti:

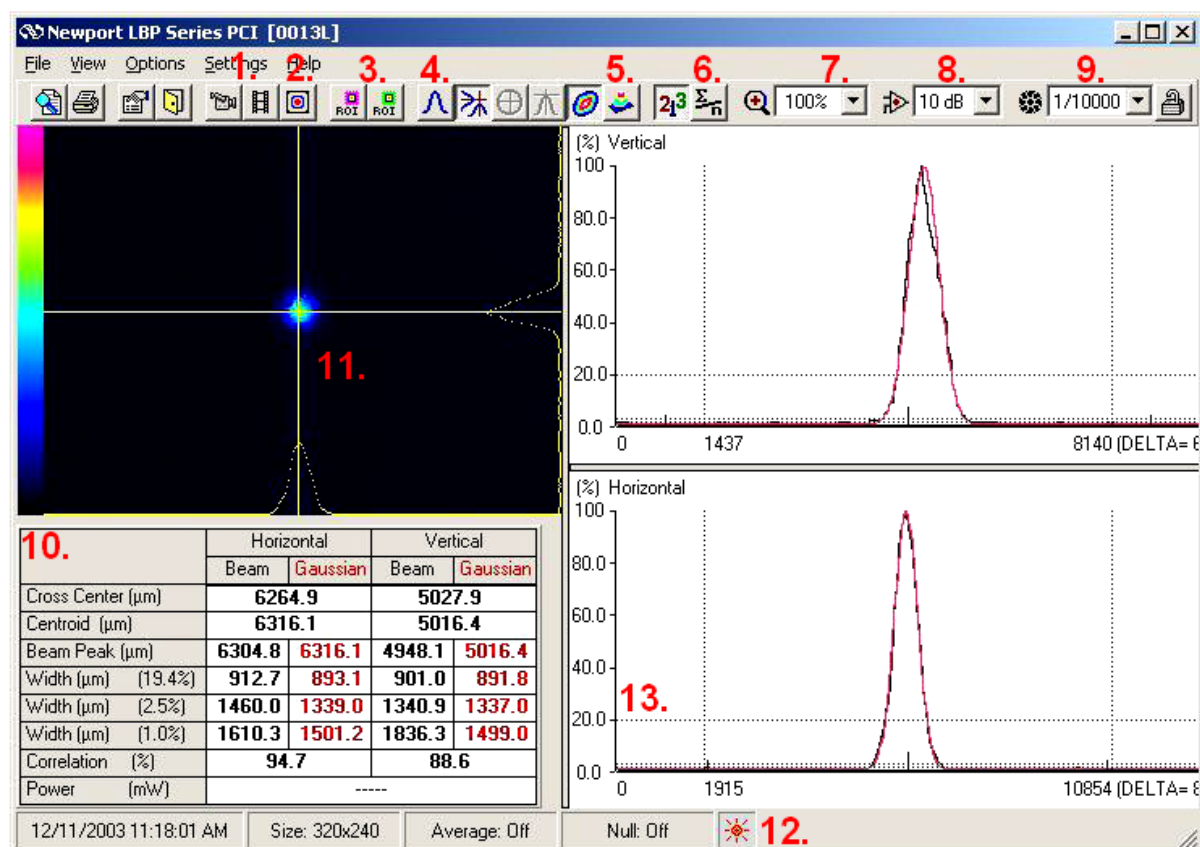
- Vysoký dynamický rozsah zisku a ovládania uzávierky
- Dostupné spektrálne rozsahy 350-1310nm a 1550nm
- 2D/3D grafické zobrazenie a x -ové a y -ové zobrazenie profilu
- Real-time charakteristiky profilu a štatistické tabuľky
- Výber farby a veľkosti
- Zachytávanie videa s prehrávaním pre analyzovanie v budúcnosti
- Kompatibilný so všetkými termálnymi a pyroelektrickými fotodiodovými senzorami
- USB a RS232 rozhranie pre komunikáciu s StarLab a StarCom pc aplikáciami, LabVIEW driver
- Mnoho softvérových funkcií ako hustota, min/max, mierka atd.

Pre spojitý alebo pulzný laserový zväzok, poskytuje rozsiahly sortiment grafických prezentácií a analýzu vlastností laserového zväzku, ako sú : šírka zväzku, tvar, poloha, profil výkonu a intenzity.

CCD kamera je vybavená vstavaným filtrom, umožňujúcim použitie až štyroch zoslabovačov o priemere 12,7 mm (0,5 inch). Môžeme použiť viacero filtrov súčasne čo nám umožní zvýšenie útlmu. Tri zoslabovače sú súčasťou systému: LBP-NG4, LBP-NG9 a LBP-NG10. Ďalšie súčasti obsahujúce profilometer sú 2X zväzkový zoslabovač (2X beam reducer, LBP-2X, rozširuje schopnosť merať zväzky o priemere 9mm, ďalej obsahuje zväzkový vzorkovač, LBP-SAM (beam sampler). [15]

Použitie:

- Optimalizácia laserového zväzku
- Analýza umožňujúca porovnanie s ideálnym Gaussovým zväzkom
- Kontrola kvality
- Zarovnanie zväzku [15]



Obr. 23 Popis základných funkcií počítačového prostredia LBP, 1.nahrávanie,prezeranie videa, 2. statický obraz, 3. nastavenie oblasti záujmu, 4.výber profilu, 5.zmena projekcie 2D/3D, 6.štatistiky, 8.zosilnenie, 9.čas uzávierky, 10.namerané dáta, 12.typ lasera, 13.voliteľné úrovne merania [15]

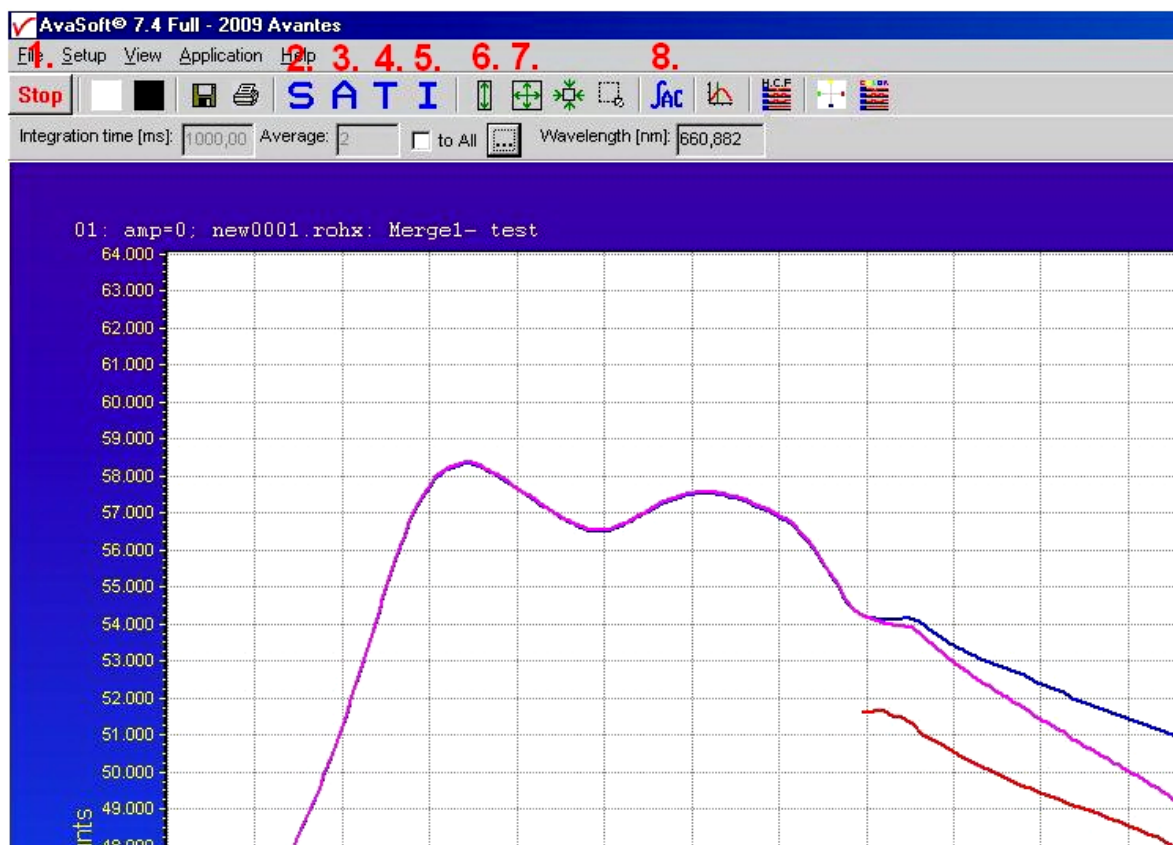
2.2.4. Spektrometer AvaSpec-3648



Obr. 24 Spektrometer AvaSpec-3648

AvaSpec-3648 je vhodný aj pre meranie optických vlákien, ma rozlíšenie 3648 pixlov. Jeho pracovný rozsah je pre oblastiach UV/VIS/ NIR spektier, pre rozsah vlnových dĺžok od 200 do 1100 nm. Ma vysokú citlivosť pre meranie v UV oblasti vlnových dĺžok. Obsahuje funkciu pre meranie šírky spektrálnej čiary tzv. FWHM (Full Width at Half Maximum). Dosahuje rozlišovaciu schopnosť 0,025 nm, vďaka tomu je vhodný pre meranie aplikácii s vysokým rozlíšením.

Spektrometer je ovládaný pomocou počítačového prostredia AvaSoft 7.0 (viz obr. 18).



Obr. 25 Základných funkcie počítačového prostredia AvaSoft 7.0, 1.START/STOP, 2. režim rozsah (scope mode), 3. režim absorbancia (absorbance mode), 4.režim prenos (transmission mode), 5. režim intenzita (irradiance mode), 6.tlačítko autoscale osy y, 7.zmena rozsahu osi x a y, 8.hľadanie vhodného integračného času [16] , [17]

2.2.5. Lineárny polarizátor

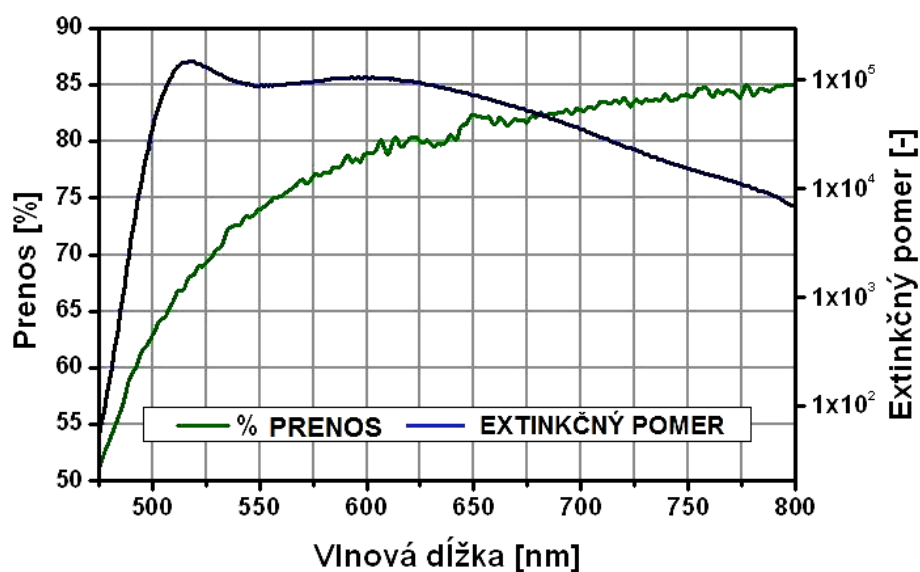
Lineárny polarizátor LPVISB 050-MP

- Priemer 12,5mm
- Použiteľný pre spektrum od 500 do 720nm.

- Materiál nano častice v sodíkovom, silikátovom skle
- Materiál substrátu „Schott Glass B270“
- Hrúbka 2 mm



Obr. 26 Lineárny polarizátor a metrická rotačná stupnica



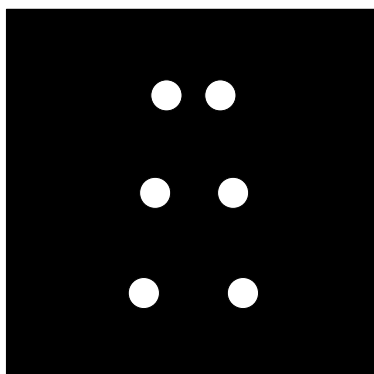
Obr. 27 Graf znázorňujúci prenos a extinkčný pomer v závislosti na vlnovej dĺžke použitého žiarenia

Z obrázku je zrejmý vplyv lineárneho polarizátora na maximálny prenášaný výkon, ten stúpa so zvyšujúcou sa vlnovou dĺžkou a naopak pre menšie vlnové dĺžky je maximálny prenášaný výkon menší.

Pre nami používaný HeNe laser s vlnovou dĺžkou 632.8 nm je prenos okolo 80 %. Pre laser s vlnovou dĺžkou 543,5 nm je prenos okolo 72-73 %. [20]

2.2.6. Dvoj štrbina

Jednoduchá dvoj štrbina zhotovená z čierneho žiarenie nepriepustného papiera, otvory boli vyrobené hrotom špendlíka. Veľkosť otvorov je približne 0,3 mm. Vzájomná vzdialenosť otvorov je od 0,5 mm do 1,2 mm.



Obr. 28 Dvoj štrbina s otvormi s rôznou vzájomnou vzdialenosťou.

3. Praktická časť

Táto kapitola popisuje meranie štyroch skupín parametrov Gaussových laserových zväzkov. Využívané je pracovisko popísané v predchádzajúcej kapitole (viz kapitola 2.1). Parametre získané nasledujúcim experimentom sú uvedené v tabuľke (viz tab.4), s rozlíšením, či ide o nameraný, alebo vypočítaný parameter.

Nsledujúce uvedené výpočty vychádzajú z rovníc uvedených v predchádzajúcej kapitole (viz kapitola 1.2, 1.4, 1,6).

Tab.4 Zoznam nameraných a vypočítaných parametrov, ρ - radiálna vzdialenosť, z - axiálna vzdialenosť

Označenie	Názov parametru	Jednotky	Spôsob určenia
<i>Výkonové parametre</i>			
P	Výstupný optický výkon	mW	meranie
I_0	Maximálna optická intenzita Gaussovho zväzku	W/m ²	výpočet
$I(0, z)$	Optická intenzita Gaussovho zväzku , pre rôzne z	W/m ²	výpočet
<i>Geometrické parametre</i>			
W_0	Polomer zväzku v krčku	μm	výpočet
$W(z)$	Polomer zväzku, pre rôzne z	μm	výpočet, meranie
θ_0	Divergentný uhol	mrad	výpočet
z_0	Rayleighova vzdialenosť	m	výpočet
$2z_0$	Ohnisková hĺbka	m	výpočet
$R(z)$	Polomer krivosti, pre rôzne z	m	výpočet
<i>Spektrálne parametre</i>			
λ	Vlnová dĺžka	nm	meranie
$\Delta\lambda$	Šírka spektrálnej čiary	nm	meranie
L	Koherenčná dĺžka	μm	výpočet
W_c	Koherenčná šírka	μm	výpočet, meranie
$\gamma_{1,2}$	Stupeň koherencie	-	výpočet
<i>Polarizačné parametre</i>			
-	Typ polarizácie	-	meranie
AR	Osový pomer	-	výpočet

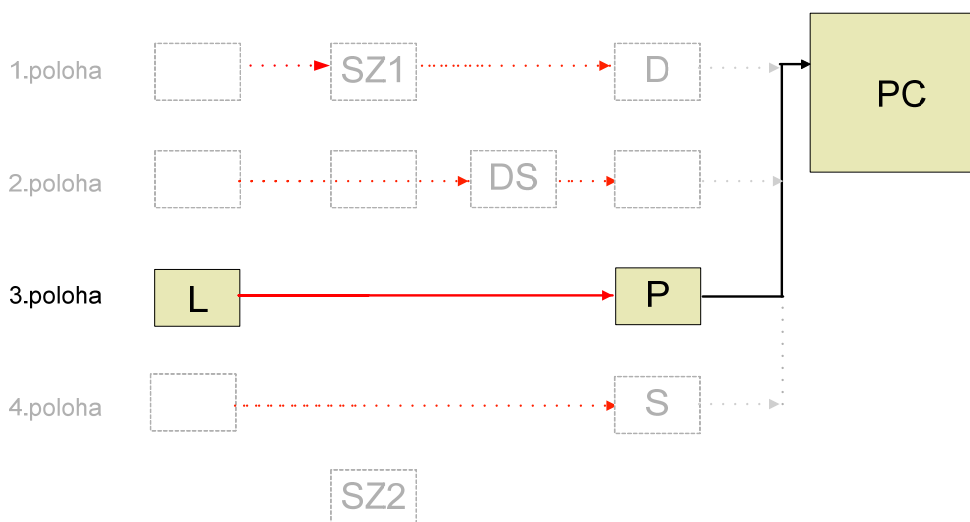
Nameraná a vypočítané parametre sú uvedené ako príklad výpočtu len pre HeNe laser s vlnovou dĺžkou 632.8 nm, parametre zväzku HeNe laseru 543,5 nm sú uvedené v prílohe..... spracované pomocou programu v programovacom prostredí Matlab.

3.1. Meranie parametrov laserových zväzkov

Namerané parametre, boli priamo odčítané z meracieho prístroja, v ďalšej kapitole boli dopočítané ostatné parametre uvedené v tabuľke (viz tab.4, 10). Bolo

3.1.1. Výkonové parametre

Dôležité pri tomto meraní bolo dodržať čo najmenšiu vzdialenosť laseru od fotodiodového snímača VEGA P-metru (ďalej len P-meter), pretože so zvyšujúcou sa vzdialenosťou klesal prenášaný optický výkon.



Obr. 29 Experimentálne pracovisko pre meranie výkonových parametrov laserových zväzkov

Od nameraných hodnôt pomocou P-metru, treba odpočítať hodnotu svetelného šumu, spôsobenú osvetlením, táto hodnota činila 0,01mW (v prípade merania v neosvetlenej, zatemnenej miestnosti, je hodnota svetelného šumu zanedbaná) .

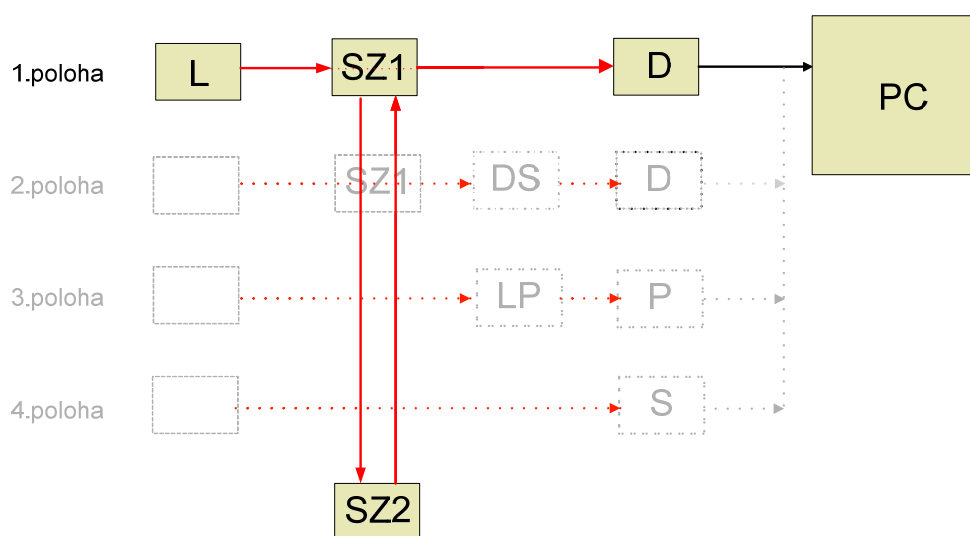
Bola nameraná hodnota optického výkonu $P = 0,98 \text{ mW}$, po odpočítaní svetelného šumu je hodnota Výstupného optického výkonu laserového zväzku:

$$P = 0,97 \text{ mW}.$$

3.1.2. Geometrické parametre

Základným parametrom pre výpočet geometrických parametrov laserových zväzkov je polomer zväzku v krčku W_0 , na jeho vyjadrenie je potrebné poznať polomer laserového zväzku $W(z)$ v dvoch rôznych vzdialenostiach z od lasera. Pracovisko bolo usporiadané podľa obrázku (viz obr.30).

Testovaný plynový laser a osobný počítač sú základnými a neodmysliteľnými prvkami pri meraní všetkých skupín parametrov, preto ďalej nebudú opakovane uvádzané medzi použitými zariadeniami.



Obr. 30 experimentálne pracovisko pre meranie geometrických parametrov laserových zväzkov

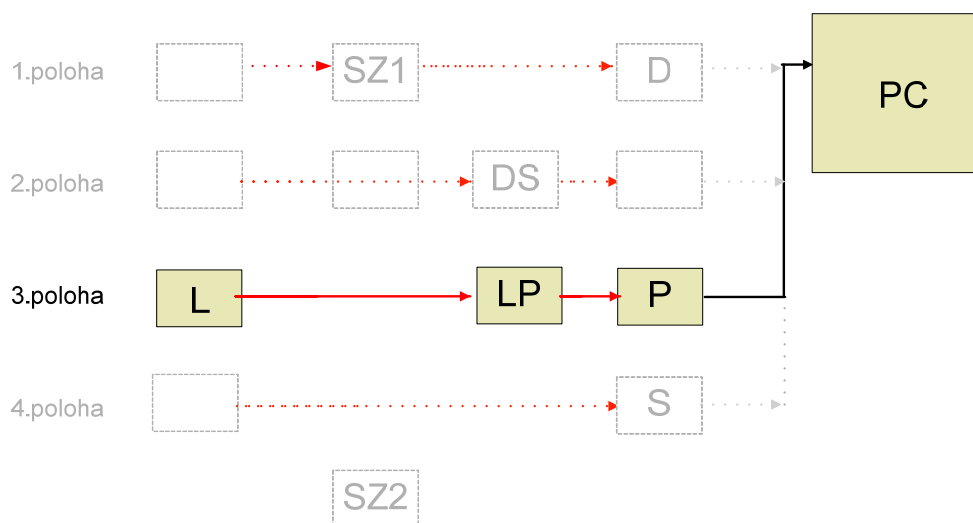
Namerané boli dve hodnoty polomeru laserového zväzku:

$$W(z_1) = 520 \mu\text{m} \text{ vo vzdialenosti } z_1 = 1 \text{ m od lasera}$$

$$W(z_2) = 1540 \mu\text{m} \text{ vo vzdialenosti } z_2 = 3 \text{ m od lasera.}$$

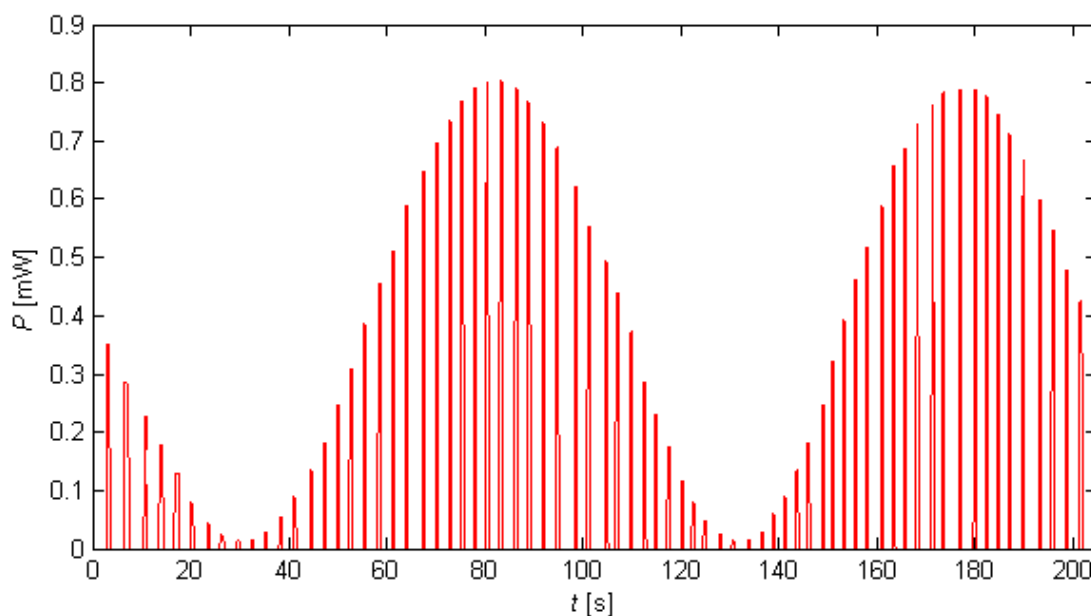
3.1.3. Polarizačné parametre

Bola snaha dodržať malú vzdialenosť lasera od P-metru, aby nedošlo k značným úbytkom na veľkosť nameraného výkonu. Medzi laser a P-meter bol zaradený lineárny polarizátor (ďalej len polarizátor) (viz kapitola. 2.2.5).



Obr. 31 Experimentálne pracovisko pre meranie polarizačných parametrov laserových zväzkov

Na P- metre bolo nastavené spojité meranie s časom 10 minút. Na začiatku merania bol polarizátor zatemnený, os priepustnosti (na stupnici nula) bola nastavená vertikálne, po odtemnení P-meter zaznamenal optický výkon prepustený cez polarizátor, následne bol polarizátor zatemnený a pootočený o 5° , a opäť odtemnený. Takýmto spôsobom bol nameraný optický výkon prepustený v rozmedzí od $0-360^\circ$ natočenia LP.



Obr. 32 Nameraný priebeh znázorňuje optický výkon prepustený pri rôznom natočení polarizátoru od 0 do 360°

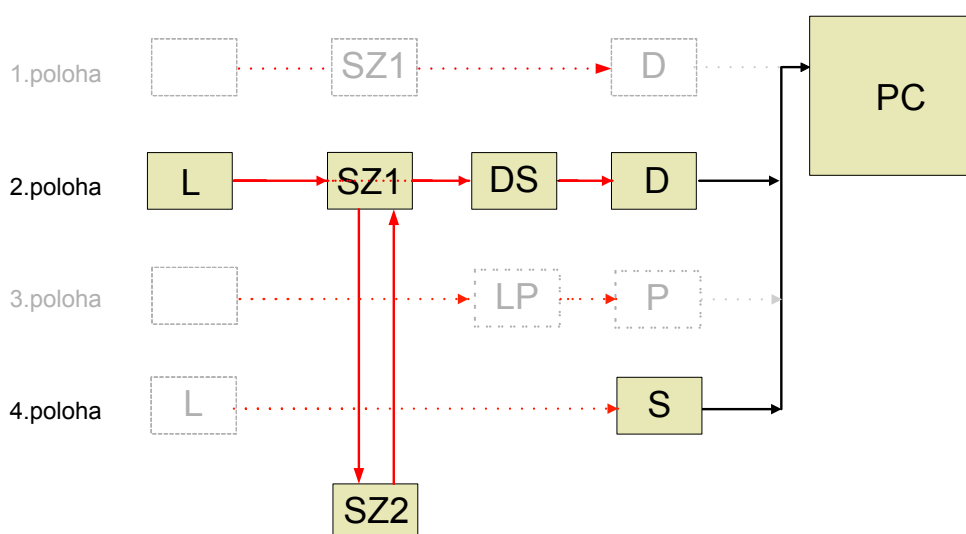
Bol získaný obrazec impulzov optického výkonu prepustených cez LP(d ďalej spracovaný pomocou programu). Z obrazca bola odčítaná hodnota maximálneho a minimálneho výkonu prepusteného cez LP:

$$P_{Max} = 0,79 \text{ mW}$$

$$P_{Min} = 0,003 \text{ mW}.$$

Hodnota P_{Max} sa líši od výstupného optického výkonu P vplyvom prenosových vlastností LP (viz kapitola 2.2.5)

3.1.4. Spektrálne parametre



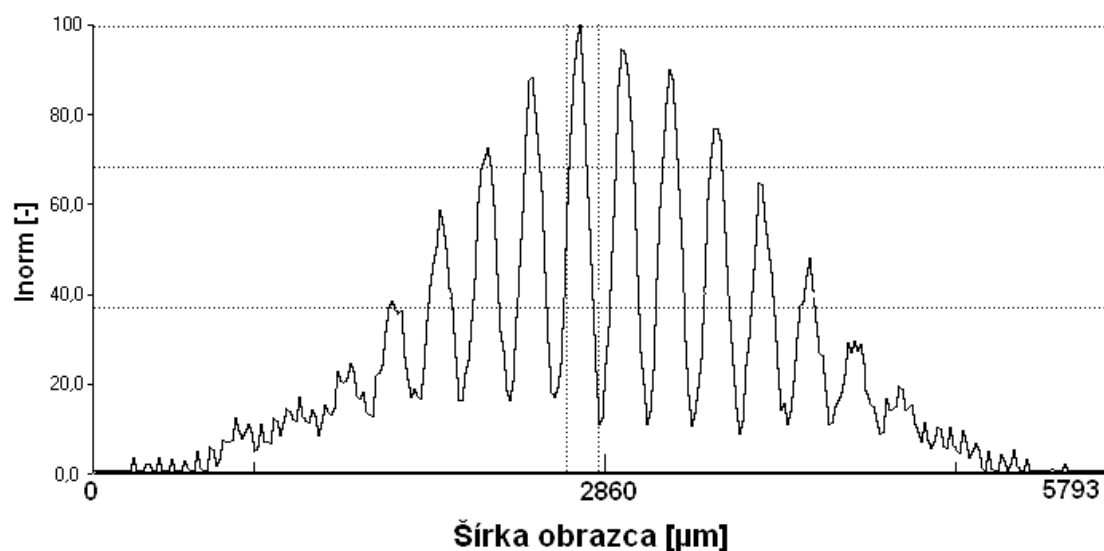
Obr. 33 Experimentálne pracovisko pre meranie spektrálnych parametrov laserových zväzkov

Pre meranie vlnovej dĺžky λ a šírky spektrálnej čiary $\Delta\lambda$ bol laser umiestnený do 4. polohy pomocou spektrometra boli namerané hodnoty :

$$\lambda = 632.5 \text{ nm}$$

$$\Delta\lambda = 0,6 \text{ nm}.$$

Koherenčná šírka bola meraná v druhej polohe lasera. Bola použitá dvojštrbina (viz kapitola 2.2.6). Pomocou sústavy zrkadiel je možné predĺžiť dráhu medzi laserom a dvojštrbinou, tým bol získaný väčší priemer stopy lasera a menšia intenzita zväzku.



Obr. 34 Interferenčný obrazec získaný pomocou dvojštrbiny a profilo metru

Zo získaného interferenčného obrazca bude dopočítaný stupeň koherencie laserového zdroja. Týmto experimentom mala byť potvrdená úplná koherencia laserového zdroja. Ďalej mala byť určená koherenčná šírka W_c . Koherenčná šírka nebola určená, pretože sa nepodarilo dosiahnuť kontrast interferenčného obrazca 2%.

Tab.5 Hodnoty nameraných parametrov

Označenie	Názov parametru	Hodnota
$W(z_1)$	Polomer zväzku vo vzdialenosti $z_1 = 1\text{m}$	520 μm
$W(z_2)$	Polomer zväzku vo vzdialenosti $z_2 = 3\text{m}$	1540 μm
P	Výstupný optický výkon laserového zväzku	0,97 mW
P_{max}	Maximálny optický výkon prepustený cez LP	0,79 mW
P_{min}	Minimálny optický výkon prepustený cez LP	0,003 mW
λ	Vlnová dĺžka	632,5 nm
$\Delta\lambda$	Šírka spektrálnej čiary	0,6 nm

3.2. Výpočet parametrov laserových zväzkov

Na základe parametrov nameraných v predchádzajúcej kapitole (viz. Tab.), boli dopočítané ostatné parametre laserového zväzku.

3.2.1. Výkonové parametre

Maximálna optická intenzita Gaussovho zväzku na osy, vo vzdialenosti $z = 0$

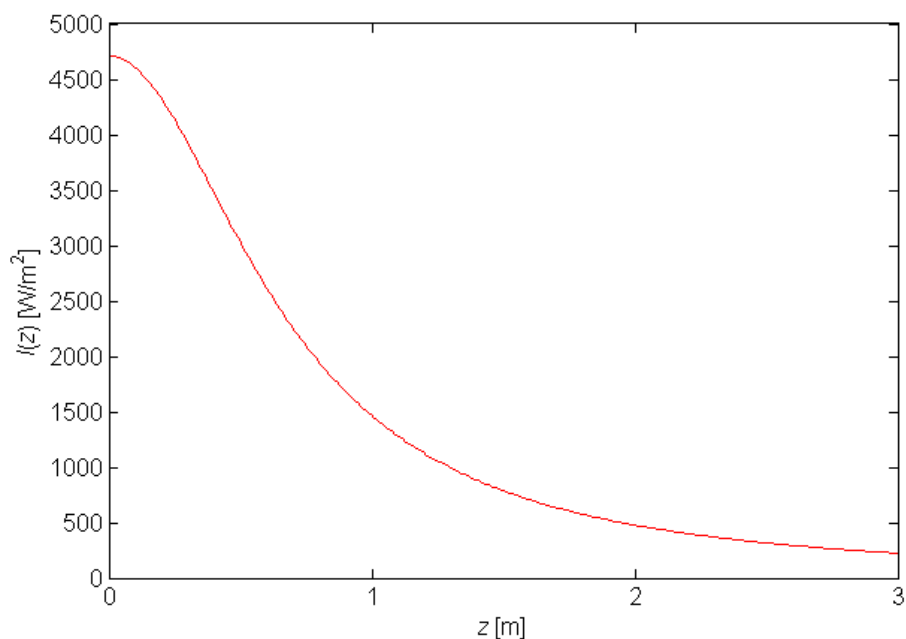
$$I_0 = \frac{2P}{\pi W_0^2} = \frac{2 \cdot 0,001}{\pi \cdot (368 \cdot 10^{-6})^2} = 4701 \text{ W/m}^2,$$

Optická intenzita Gaussovho zväzku na osy, pre rôznu vzdialenosť z od laseru, s narastajúcou vzdialenosťou z intenzita I_0 spojito klesá (viz.Obr.38).

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 [\text{W/m}^2],$$

Tab.6 Hodnoty optickej intenzity na osy zväzku pre rôzne z

č.merania	z [m]	I [W/m ²]
1.	0,01	4709
2.	0,25	4136
3.	0,50	3028
4.	0,75	2094
5.	1,00	1462
6.	1,25	1054
7.	1,50	785
8.	1,75	604
9.	2,00	477
10.	2,25	385
11.	2,50	317
12.	2,75	265
13.	3,00	224



Obr. 35 Pokles normovanej intenzity Gaussovho zväzku na osy zväzku v závislosti na vzdialenosti z od laseru

3.2.2. Geometrické parametre

Pomocou hodnôt $W(z_1)$, $W(z_2)$ vo vzdialenosti z_1 , z_2 (viz kapitola 3.1.2) boli vyjadrené optické intenzity I_1 , I_2 , podľa vzťahu (32)

$$I_1(\rho, z_1) = \frac{2P}{\pi W^2(z_1)} \cdot \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z_1)}\right] = \frac{2 \cdot 0,001}{\pi \cdot (520 \cdot 10^{-6})^2} = 2310 \text{ W/m}^2$$

$$I_2(\rho, z_2) = \frac{2P}{\pi W^2(z_2)} \cdot \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z_2)}\right] = \frac{2 \cdot 0,001}{\pi \cdot (1540 \cdot 10^{-6})^2} = 283 \text{ W/m}^2$$

na osi zväzku z je $\rho=0$, preto pravá strana vzťahu nadobudne hodnoty 1 a bude zanedbaná.

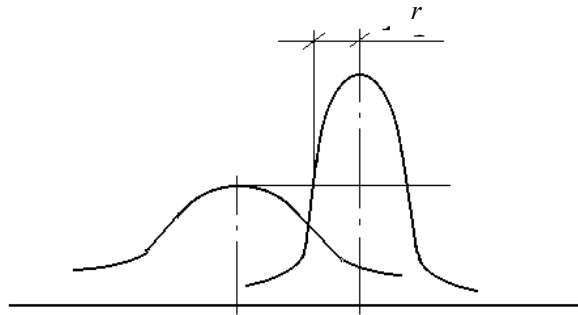
teraz je možné z rovnice pre Gaussovo rozloženie intenzity zostaviť sústavu rovníc o dvoch neznámych

$$I_1 = I \exp\left(-\frac{2r^2}{w_1^2}\right)$$

$$I_2 = I \exp\left(-\frac{2r^2}{w_2^2}\right)$$

po jednoduchšej úprave dostávame vzťah pre výpočet pomocného parametru r platí

$$r = \sqrt{\frac{\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right)}{2 \cdot \left(\frac{1}{w_1^2} - \frac{1}{w_2^2}\right)}} = \sqrt{\frac{\ln\left(\frac{2310}{283}\right)}{2 \cdot \left(\frac{1}{(520 \cdot 10^{-6})^2} - \frac{1}{(1540 \cdot 10^{-6})^2}\right)}} = 574 \mu\text{m} \quad (72)$$



Obr. 36 Určenie pomocného parametru r

Za pomoci získaného parametru r bol vypočítaný polomer zväzku v krčku W_0 zo vzťahu

$$W_0 = \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{z_1}{x_1} \right) \sqrt{\ln \frac{z_2}{z_1}} = \frac{632,5 \cdot 10^{-9}}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{574 \cdot 10^{-6}} \right) \cdot \sqrt{\ln \frac{3}{1}} = 36 \cdot 10^{-6} = 368 \mu\text{m}, \quad (73)$$

kde x_1 je pomocný parameter r (72).

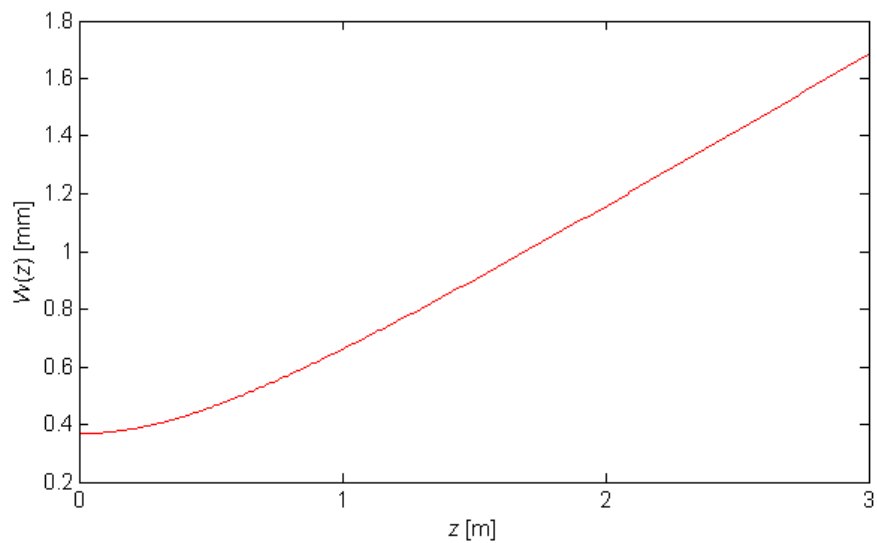
Polomer krivosti v rôznej vzdialenosti od laseru z

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} [\mu\text{m}].$$

Tab.7 Hodnoty polomeru zväzku $W(z)$ pre rôzne z

č.merania	z [m]	W [μm]
1.	0,01	368
2.	0,25	392
3.	0,50	458
4.	0,75	551
5.	1,00	660
6.	1,25	777
7.	1,50	900

8.	1,75	1027
9.	2,00	1156
10.	2,25	1286
11.	2,50	1418
12.	2,75	1551
13.	3,00	1684



Obr. 37 Polomer zväzku $W(z)$ pre rôzne vzdialenosti od zdroja žiarenia z

Divergenčný uhol

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} = \frac{632,5 \cdot 10^{-9}}{\pi \cdot 368 \cdot 10^{-6}} = 5,47 \cdot 10^{-4} \text{ rad} = 5,5 \text{ mrad},$$

Rayleighova vzdialenosť

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{\pi (368 \cdot 10^{-6})^2}{632,5 \cdot 10^{-9}} = 0,67 \text{ m},$$

Ohnisková hĺbka

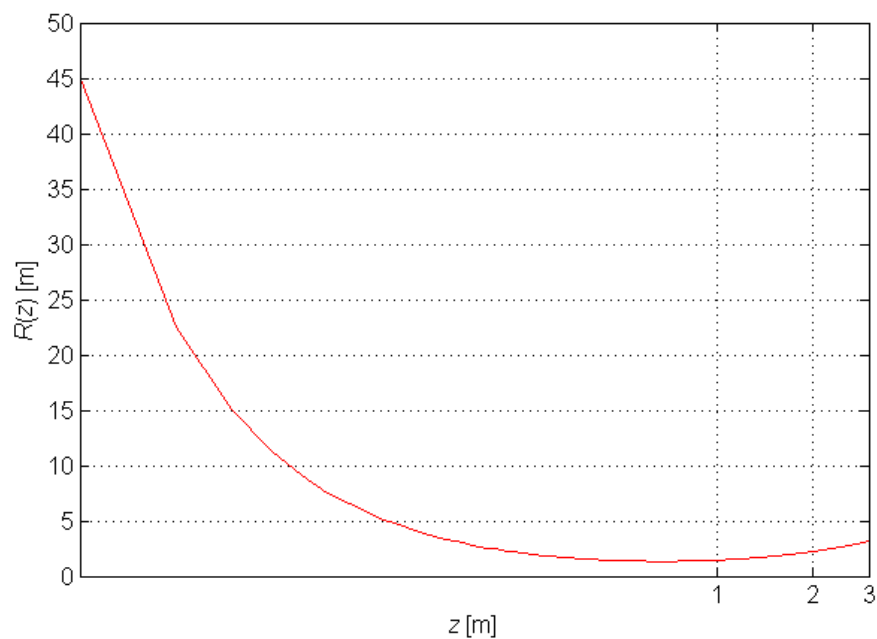
$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{2\pi (368 \cdot 10^{-6})^2}{632,5 \cdot 10^{-9}} = 1,34 \text{ m}.$$

Polomer krivosti v rôznej vzdialenosti od laseru z (25)

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \text{ [m]}.$$

Tab.8 Hodnoty polomeru krivosti $R(z)$ pre rôzne z

č.merania	z [m]	R [m]
1.	0,01	45,0
2.	0,25	2,1
3.	0,50	1,4
4.	0,75	1,4
5.	1,00	1,5
6.	1,25	1,6
7.	1,50	1,8
8.	1,75	2,0
9.	2,00	2,2
10.	2,25	2,5
11.	2,50	2,7
12.	2,75	2,9
13.	3,00	3,2



Obr. 38 Polomer krivosti $R(z)$ pre rôzne vzdialenosti od zdroja žiarenia z

3.2.3. Spektrálne parametre

Koherenčná dĺžka

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{(632,5 \cdot 10^{-9})^2}{0,6 \cdot 10^{-9}} = 667 \text{ } \mu\text{m}.$$

Koherenčná šírka pre rôzne vzdialenosti od zdroja žiarenia z

$$W_c = z \frac{\lambda}{4W_0}.$$

Tab.9 Hodnoty koherenčnej šírky pre rôzne z

č.merania	z [m]	W_c [μm]
1.	0,01	4
2.	0,25	108
3.	0,50	215
4.	0,75	323
5.	1,00	430
6.	1,25	538
7.	1,50	645
8.	1,75	753
9.	2,00	861
10.	2,25	968
11.	2,50	1076
12.	2,75	1183
13.	3,00	1291

Zo získaného interferenčného obrazca bol určený stupeň koherencie zdroja (72), z normovanej intenzity I_{norm} bola odčítaná maximálna optická intenzita $I_{\text{max}} = 100$ a minimálna intenzita $I_{\text{min}} = 10$ (viz kapitola 1.6.2)

$$K = \gamma_{1,2} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = \frac{100 - 10}{100 + 10} = 0,82.$$

3.2.4. Polarizačné parametre

Typ polarizácie bol určený pomocou vzťahu pre osový pomer

$$AR = \frac{P_{\max}}{P_{\min}} = \frac{0,79}{0,003} = 263 : 1. \quad (74)$$

Daný laser je eliptickej polarizácie.

Tab.10 Hodnoty vypočítaných parametrov laserového zväzku

Označenie	Názov parametru	Hodnota
I_0	Maximálna optická intenzita Gaussovho zväzku	4701 W/m ²
$I(0, z)$	Optická intenzita Gaussovho zväzku na osy, pre rôzne z	-
W_0	Polomer zväzku v krčku	368 μm
$W(z)$	Polomer zväzku, pre rôzne z	-
θ_0	Divergentný uhol	5,5 mrad
$R(z)$	Polomer krivosti, pre rôzne	-
z_0	Rayleighova vzdialenosť	0,67 m
$2z_0$	Ohnisková hĺbka	1,34 m
L	Koherenčná dĺžka	667 μm
W_c	Koherenčná šírka, pre rôzne z	-
$\gamma_{1,2}$	Stupeň koherencie	0,82
AR	Osový pomer	263:1

3.3. Výstupný súbor

Na základe Výpočtov z predchádzajúcich kapitol (viz kapitola 3.1, 3.2), bol v programovacom prostredí Matlab vytvorený program na výpočet jednotlivých parametrov laserových zväzkov, ktoré sú pre 2 lasery spracované formou dokumentácie (viz príloha 1, 2).

Programové vybavenie:

- Matlab R2009a
- Microsoft Excel 2003
- Adobe Acrobat 8 Professional

3.3.1. Popis programu

Základným predpokladom pre správnu funkciu programu je uloženie nameraných dát priamo z užívateľského prostredia jednotlivých meracích prístrojov do počítača. Dáta musia

byť uložené v súbore typu *.txt. Túto funkciu použité meracie prístroje podporujú, uložený txt súbor obsahuje dáta vo forme niekoľkých vektorov.

Po spustení programu je navyše, na jeho začiatku možnosť zadať niekoľko parametrov laserového zväzku, v takom prípade program počíta so zadanými hodnotami, a nie s nenačítanými dáta, čo skraca čas výpočtu.

Tab.11 Zoznam parametrov, ktoré je možné zadať do programu

Zadávaný parameter	Jednotky	Riadok
Polomer zväzku v krčku W_0	m	16
Výstupný optický výkon laserového zväzku P	W	8
Polomer zväzku $W(z_1), W(z_2)$	m	20, 21
Vzdialenosť od laseru z_1, z_2	m	24, 25
Vlnová dĺžka λ	m	12
Šírka spektrálnej čiary $\Delta\lambda$	m	13
Intenzita Gaussovho zväzku $I(\rho, z)$		
Radiálna vzdialenosť ρ	um	34
Axiálna vzdialenosť z	m	36

Po načítaní uložených dát sú vyšetrované vektory a sú počítané hodnoty parametrov. Po vypočítaní parametrov a vykreslení grafov sú vyexportované do vopred pripraveného hárku v Exceli. Hárak sa vymazáva na začiatku každého spustenia programu.

Na konci je priamo z programu zhotovený výstupný súbor typu *.pdf

3.3.2. Dôležité informácie

Pre spustenie programu na ľubovoľnom počítači je potrebné mať programové vybavenie (viz kapitola 3.3). Program nebol testovaný s použitím iných verzií Adobe Acrobat. Program používa funkcie na export parametrov a grafov, ktoré sú vytvorené pre použitie s Microsoft Excelom 2003.

Je potrebné ukladať *.txt súbory pod zadanými názvami v programe (viz tab.12)

Tab.12 Zadefinované názvy pre vstupné txt súbory zadefinované v programe

Typ merania	Typ prístroja	Názov súboru	Riadok
Výkon	Merač výkonu	výkon.txt	49
Vlnová dĺžka	Spektrometer	vlnovaDLZKA.txt	64
Polomer zväzku vo vzdialenosti z_1	Profilometer	1mPROFILE	116
Polomer zväzku vo vzdialenosti z_2	Profilometer	3mPROFILE	146
Intenzita Gaussovho zväzku $I(\rho, z)$	Profilometer	3DGauss.txt	224
Interferenčný obrazec	Profilometer	YOUNG.txt	319
Polarizácia	Merač výkonu	polarizacia.txt	419

Ďalšou možnosťou je zadefinovať do vybraných riadkov v programe presnú cestu kde sú uložené dáta (viz tab.12).

V poslednom rade je treba zadefinovať cestu k programu Adobe Acrobat na riadku 628.

Záver

V tejto práci bolo vytvorené experimentálne pracovisko na meranie parametrov laserových zväzkov. Boli zmerané dva Helium - Neonové lasery s viditeľného spektra, s vlnovými dĺžkami 632,8 nm a 453,5 nm. Pomocou navrhnutého pracoviska bola nameraná skupina parametrov, na základe ktorých boli dopočítané ostatné parametre, ďalej boli vyhodnotené grafické závislosti. Toto meranie poslúži ako príklad výpočtu.

S navrhnutým pracoviskom boli popri nameraných hodnotách získané dátové súbory s nameranými priebehmi parametrov laserového zväzku a tie boli následne uložené na disk počítača. Jedná sa o polomer laserového zväzku $W(z_1)$ vo vzdialenosti z_1 , polomer laserového zväzku $W(z_2)$ vo vzdialenosti z_2 , výstupný optický výkon laserového zväzku P , maximálny a minimálny optický výkon prepustený cez lineárny polarizátor, vlnová dĺžka λ a šírka spektrálnej čiary $\Delta\lambda$.

V programovacom prostredí Matlab bol zostavený program, ktorý po spustení načíta výstupne súbory z meracích prístrojov uložené v počítači. Následne z nich odpočíta zmerané parametre a na základe týchto parametrov vypočíta ostatné parametre laserových zväzkov, pomocou vzťahov použitých v príklade výpočtu. Výstupom programu sú taktiež vykreslené zmerané charakteristiky, medzi ktoré patria spektrum meraného lasera, Gaussov zväzok nameraný vo vzdialenosti z_1 , ďalej zobrazí interferenčný obrazec a závislosť optického výkonu prepusteného cez lineárny polarizátor, na uhle natočenia polarizátora. Z nameraných a vypočítaných hodnôt boli zostavené nasledovné závislosti:

- Závislosť optickej intenzity Gaussového zväzku na vzdialenosti od lasera,
- Závislosť polomeru laserového zväzku na vzdialenosti od lasera,
- Polomer krivosti laserového zväzku pre rôznu vzdialenosť od lasera.

Spomenuté závislosti hodnôt parametrov laserových zväzkov boli spracované ako formou dokumentácie priamo z programu vytvorenom v Matlabe (viz príloha 1,2)

Týmto bola vytvorená pomôcka slúžiaca na zjednodušenie merania parametrov laserových zväzkov.

Použitá literatura

- [1] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Základy fotoniky 1*. 1.vyd., v MATFYZPRESS. Praha: MATFYZPRESS, 1994, 226 s.
- [2] *Newport.com* [online]. 1999 [cit. 2011-01-02]. Gaussian intensity distribution. Dostupné z WWW: <http://www.newport.com/servicesupport/Tutorials/default.aspx?id=176>.
- [3] Multimediální učebnice. *Gaussův vlnový svazek* [online]. [cit. 2010-04-12]. Dostupné z WWW: <http://www.urel.feec.vutbr.cz/~raida/multimedia/index.php?nav=7-1-A>.
- [4] WINTR, Aleš. *MODEL PLOŠNÉHO ROZLOŽENÍ OPTICKÉ INTENZITY VE SVAZKU* [online]. Brno : VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, 2009. 54 s. Bakalářská práce. VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY. Dostupné z WWW: https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=17208&=0.
- [5] Petr Dzik. *Elektromagnetické spektrum* [online]. Januar 2003. [cit. 2010-04-12]. Dostupné z WWW: <http://www.paladix.cz/clanky/img.php?ido=13412>.
- [6] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Základy fotoniky 2*. 1.vyd., v MATFYZPRESS. Praha: MATFYZPRESS, 1994, 208 s.
- [7] *En.wikipedia.org* [online]. 2007 [cit. 2011-01-02]. Polarization (waves). Dostupné z WWW: http://en.wikipedia.org/wiki/File:Polarisation_%28Circular%29.svg.
- [8] *En.wikipedia.org* [online]. 2010 [cit. 2011-01-03]. Circular polarization. Dostupné z WWW: http://en.wikipedia.org/wiki/Circular_polarization.
- [9] BORN, M. WOLF, M. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. 952 s. ISBN 0-521-64222-1.
- [10] GOLDSTEIN, D. *Polarized light: Second Edition, Revised And Expanded*. Basel: Marcel Dekker AG, 2003. 654s. ISBN 0-8247-4053-X.
- [11] Doc. Ing. Milan Pavelek, CSc., Doc. Ing. Eva Janotková, Csc., Ing. Milan Štětina. *Vyzvalizační a optické měřicí metody* [online]. Brno: Vysoké učení technické v Brně, máj 2007 [cit. 2010-04-13]. Učební texty vysokých škol. 2.vyd. dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/users/pavelek/optika/>.

- [12] *Světlo:časopis pro světelní techniku a osvětlování* [online]. FCC Public s.r.o. 2010- [cit. 2010-04-13]. Dostupné z WWW:
<http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=34933> .
- [13] *Mvt.ic.cz* [online]. 2005 [cit. 2011-01-03]. Interference světla. Dostupné z WWW:
<<http://mvt.ic.cz/dva/tef/tef-15-interference.pdf>>.
- [14] *.En.labs.wikimedia.org* [online]. 2007 [cit. 2011-01-03]. Materials in Electronics/Wave-Particle Duality/The Two-Slit Experiment. Dostupné z WWW:
<http://en.labs.wikimedia.org/wiki/Materials_in_Electronics/Wave-Particle_Duality/The_Two-Slit_Experiment>.
- [15] Newport. *Laser beam profiler*. c2010. [cit. 2010-04-12]. Dostupné z WWW:
<<http://www.newport.com/Laser-Beam-Profiler/318103/1033/catalog.aspx>>.
- [16] *Avantes.com* [online]. 2007 [cit. 2011-01-03]. AvaSpec-3648 High Resolution Fiber Optic Spectrometer . Dostupné z WWW:
<<http://www.avantes.com/Chemistry/AvaSpec-3648-Fiber-Optic-pectrometer/Detailed-product-flyer.html>>.
- [17] *Avantes.ru* [online]. 2009 [cit. 2011-01-03]. AVASOFT for AvaSpec-USB2 version 7.5 USER'S MANUAL. Dostupné z WWW:
<<http://www.avantes.ru/pdf/AVASOFT75usb2%20Manual.pdf>>.
- [18] SMITH, F. Graham; KING, Terry A.; WILKINS, Dan. *Optics and photonics : An introduction*. 2nd edition. Chichester : Wiley, 2007. 506 s. ISBN 978-0-470-01784-5.
- [19] PETRUCK, Paul; RIESENBERG, Rainer; KOWARSCHIK, Richard. Sensitive measurement of partial coherence using a pinhole array. In *SENSOR+TEST Conference 2009 - OPTO 2009 Proceedings* [online]. Jena : AMA Service GmbH, 22.decembra 2010 [cit. 2011-05-17]. Dostupné z WWW: <ama-science.org/home/getFile/ZGV4>.
- [20] *Ophiropt.com* [online]. 1.1.2009 [cit. 2011-05-20]. PD300 / PD300-1W / PD300-3. Dostupné z WWW: <http://www.ophiropt.com/laser/pdf/pd300_pd300-1w_pd300-3w.pdf>.
- [21] *Thorlabs.com* [online]. c2009, Apr 28, 2009 [cit. 2011-05-20]. Nanoparticle Linear Film Polarizers. Dostupné z WWW:
<http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=752>.
- [22] ZAPLATÍLEK, Karel; DONAŘ, Bohuslav. *MATLAB : pro začátečníky*. 2.vydání. Praha : BEN, 2005. 151 s. ISBN 80-7300-175-6.

- [23] ZAPLATÍLEK, Karel ; DONAŘ, Bohuslav. *MATLAB : tvorba uživatelských aplikací*.
Praha : BEN, 2004. 215 s. ISBN 978-80-7300-133-9.

[1] PRÍLOHA

STANOVENIE PARAMETROV LASÉROVÉHO ZVÄZKU

Ústav radioelektroniky FEKT VUT v Brně

Typ: 05-LHP-991, HeNe 632,8nm
Spektrum: VIS
Výrobca: Melles Griot
Sériové číslo: 75949



Obr.1 HeNe lasér s napájacou jednotkou

Výkonové parametre

Výstupný výkon

(Nameraná hodnota)

$P = 1$ mW,

Maximálna optická intenzita Gaussovho zväzku na ose, v krčku

(Vypočítaná hodnota)

$$I_0 = \frac{2P}{\pi W_0^2} \quad I_0 = 4814 \quad \text{W/m}^2,$$

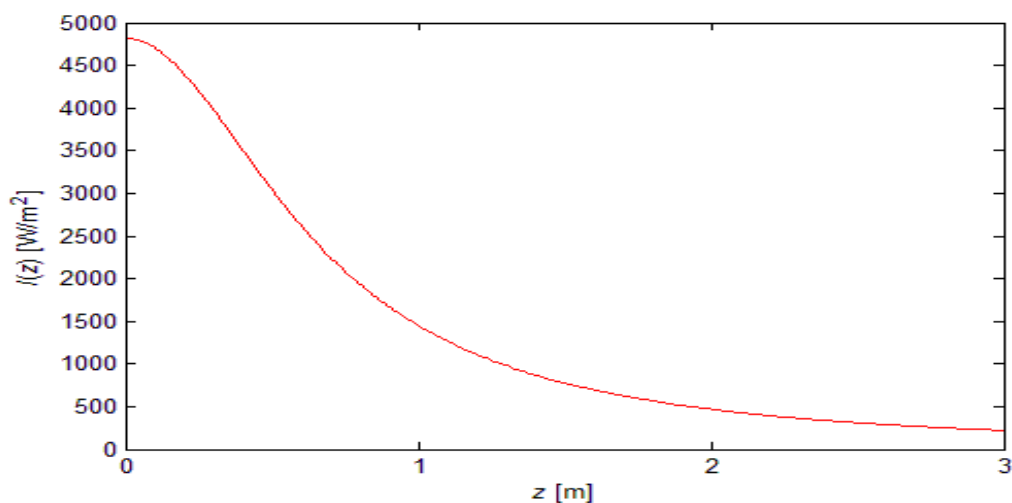
Optická intenzita Gaussovho zväzku na ose zväzku ($\rho = 0$)

(Vypočítaná hodnota)

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2$$

Tab.1 Hodnoty optickej intenzity I pre rôzne vzdialenosti od lasera z

č.merania	z [m]	I [W/m ²]
1.	0,01	4813
2.	0,25	4205
3.	0,50	3048
4.	0,75	2090
5.	1,00	1451
6.	1,25	1042
7.	1,50	775
8.	1,75	594
9.	2,00	469
10.	2,25	378
11.	2,50	311
12.	2,75	260
13.	3,00	220



Obr.2 Veľkosť optickej intenzity v závislosti na vzdialenosti od lasera z

Optická intenzita Gaussovho zväzku v ľubovlnom mieste od osy zväzku

(Vypočítaná hodnota)

(Voliteľné parametre)

axiálna vzdialenosť

$z = 3$

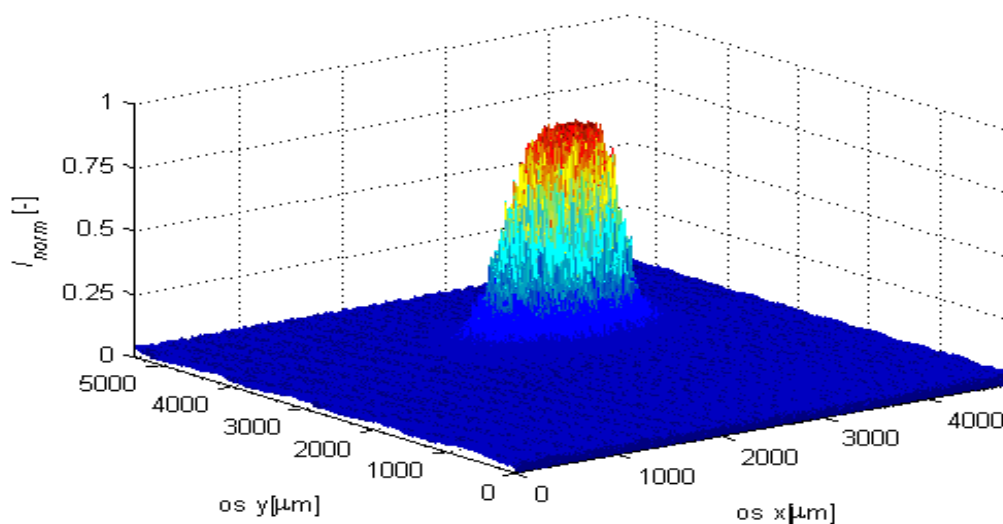
m,

radiálna vzdialenosť

$\rho = 200$

μm ,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right] \quad I(\rho, z) = 214 \quad \text{W/m}^2,$$



Obr.3 Rozloženie optickej intenzity v závislosti na vzdialenosti z od laséra a radiálnej vzdialenosti ρ

Geometrické parametre

Polomer zväzku v krčku

(Nameraná hodnota)

$$W_0 = 364 \quad \mu\text{m},$$

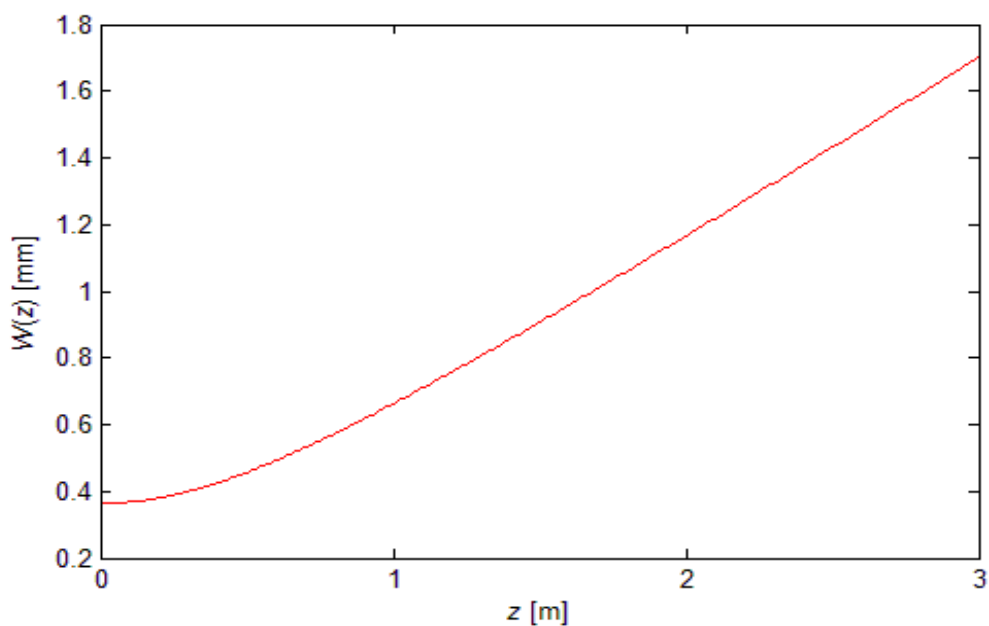
Polomer zväzku pre rôzne vzdialenosti od laséra z

(Vypočítaná hodnota)

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

Tab.2 Hodnoty polomeru zväzku W pre rôzne vzdialenosti od lasera z

č.merania	z [m]	W [μm]
1.	0,01	364
2.	0,25	389
3.	0,50	457
4.	0,75	552
5.	1,00	662
6.	1,25	782
7.	1,50	907
8.	1,75	1035
9.	2,00	1165
10.	2,25	1298
11.	2,50	1431
12.	2,75	1565
13.	3,00	1700



Obr.4 Polomer lasérového zväzku v závislosti na vzdialenosti od laséra z

Divergenčný uhol

(Vypočítaná hodnota)

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0}$$

$$\theta_0 = 0,55 \quad \text{mrad,}$$

$$\theta_0 = 0,03 \quad ^\circ,$$

Rayleighova vzdialenosť

(Vypočítaná hodnota)

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$$

$$z_0 = 0,66 \quad \text{m,}$$

Ohnisková hĺbka

(Vypočítaná hodnota)

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda}$$

$$2z_0 = 1,31 \quad \text{m,}$$

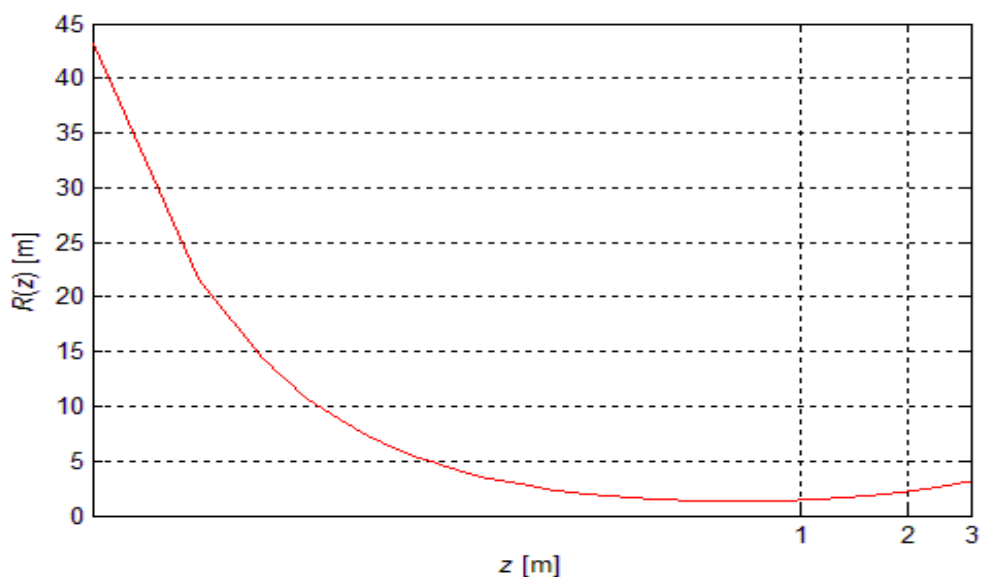
Polomer krivosti

(Vypočítaná hodnota)

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

Tab.3 Hodnoty polomeru krivosti R pre rôzne vzdialenosti od lasera z

č.merania	z [m]	R [m]
1.	0,01	43,2
2.	0,25	2,0
3.	0,50	1,4
4.	0,75	1,3
5.	1,00	1,4
6.	1,25	1,6
7.	1,50	1,8
8.	1,75	2,0
9.	2,00	2,2
10.	2,25	2,4
11.	2,50	2,7
12.	2,75	2,9
13.	3,00	3,1



Obr.5 Polomer krivosti lasérového zväzku

Spektrálne parametre

Vlnová dĺžka

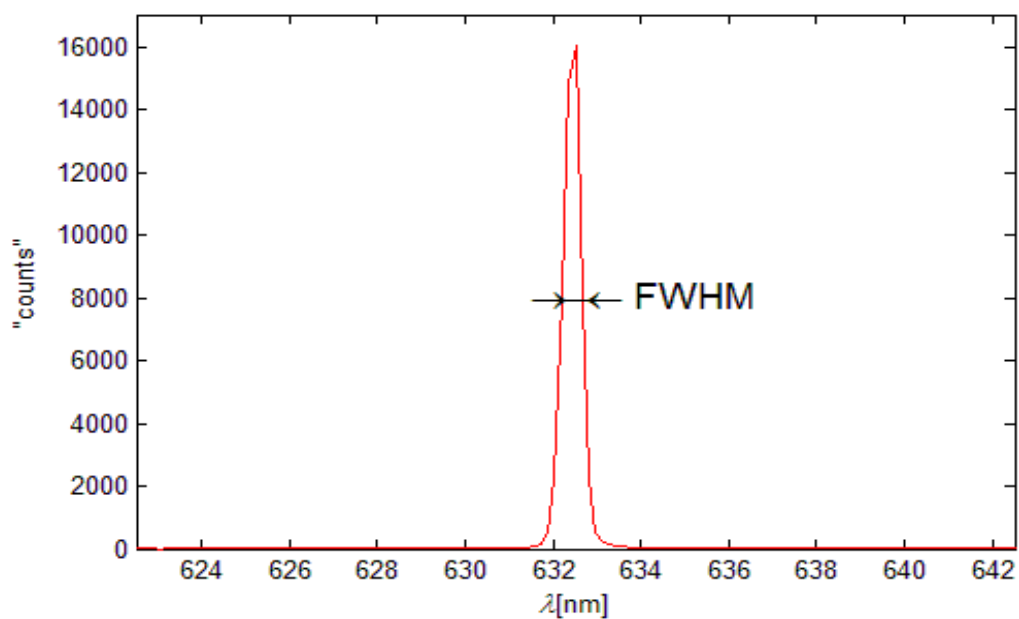
(Nameraná hodnota)

$$\lambda = 632,5 \quad \text{nm},$$

Šírka spektrálnej čiary

(Nameraná hodnota)

$$\Delta\lambda = 0,6 \quad \text{nm},$$



Obr.6 Spektrum lasérového žiarenia

Časová koherencia - koherenčná dĺžka

(Vypočítaná hodnota)

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad L = 645 \quad \mu\text{m},$$

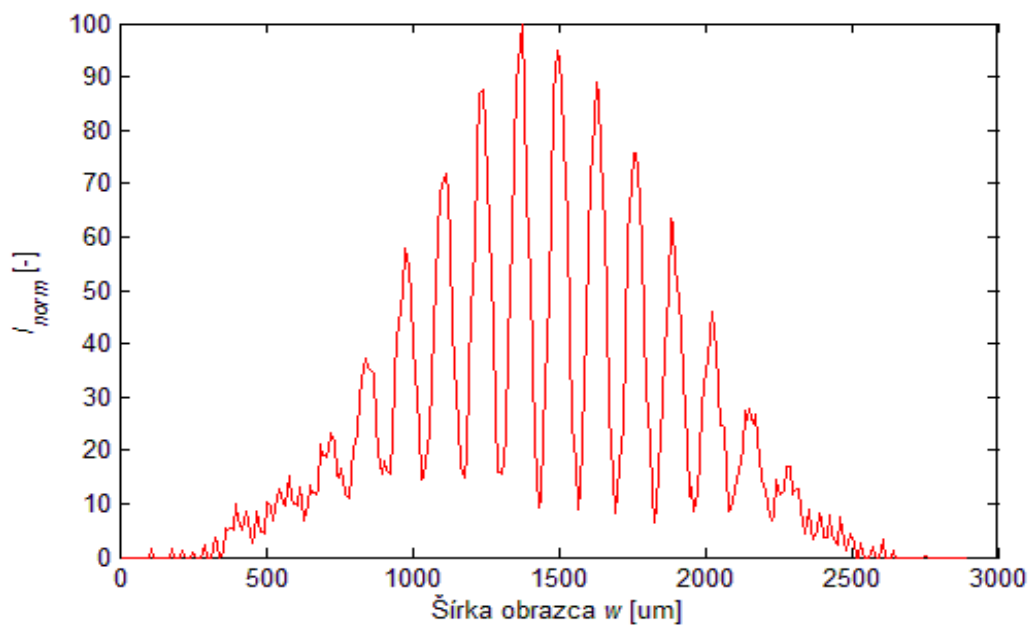
Priestorová koherencia - koherenčná šírka

(Vypočítaná hodnota)

$$W_c = z \frac{\lambda}{4W_0}$$

Tab.4 hodnoty koherenčnej šírky W_c pre rozne vzdialenosti od zdroja z

č.merania	z [m]	W_c [μm]
1.	0,01	4
2.	0,25	109
3.	0,50	217
4.	0,75	326
5.	1,00	435
6.	1,25	544
7.	1,50	652
8.	1,75	761
9.	2,00	870
10.	2,25	978
11.	2,50	1087
12.	2,75	1196
13.	3,00	1304



Obr.7 Interferenčný obrazec

$$K = \gamma_{1,2} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad K = 0,83 \quad ,$$

Polarizačné parametre

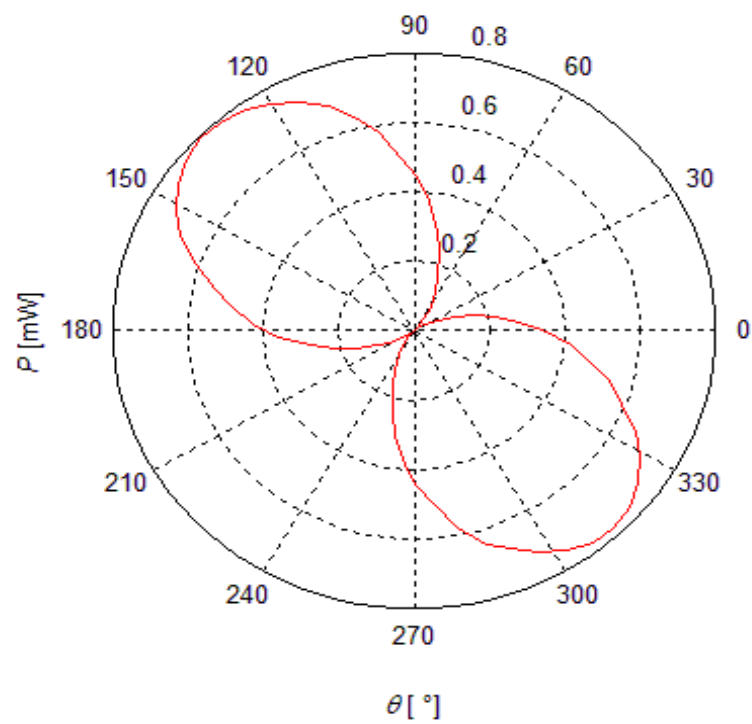
Typ polarizácie:

eliptická, ,

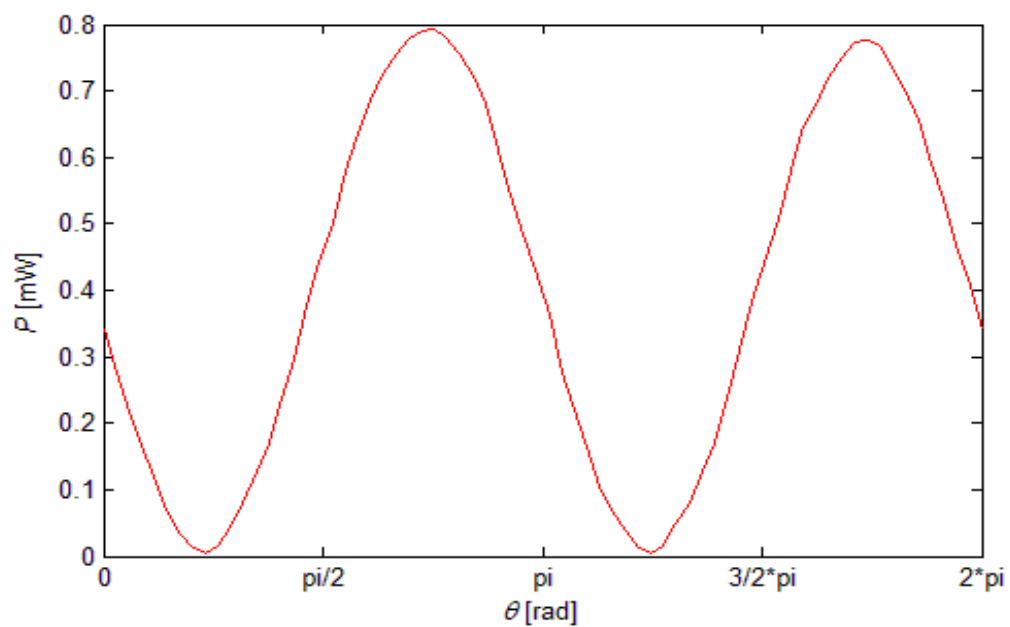
Osový pomer

(Vypočítaná hodnota)

$$AR = \frac{P_{Max}}{P_{Min}} \quad AR = 238 : 1$$



Obr.8 Pribeh optickej intenzity prechádzajúcej lineárnym polarizátorom



Obr.9 Pribeh optickej intenzity prechádzajúcej lineárnym polarizátorom

[2] PRÍLOHA

STANOVENIE PARAMETROV LASÉROVÉHO ZVÄZKU

Ústav radioelektroniky FEKT VUT v Brně

Typ: 05-LGR-171, HeNe 543,5nm
Spektrum: VIS
Výrobca: Melles Griot
Sériové číslo: 4266AN



Obr.1 HeNe lasér s napájacou jednotkou

Výkonové parametre

Výstupný výkon

(Nameraná hodnota)

$$P = 0,55 \quad \text{mW},$$

Maximálna optická intenzita Gaussovho zväzku na ose, v krčku

(Vypočítaná hodnota)

$$I_0 = \frac{2P}{\pi W_0^2} \quad I_0 = 3106 \quad \text{W/m}^2,$$

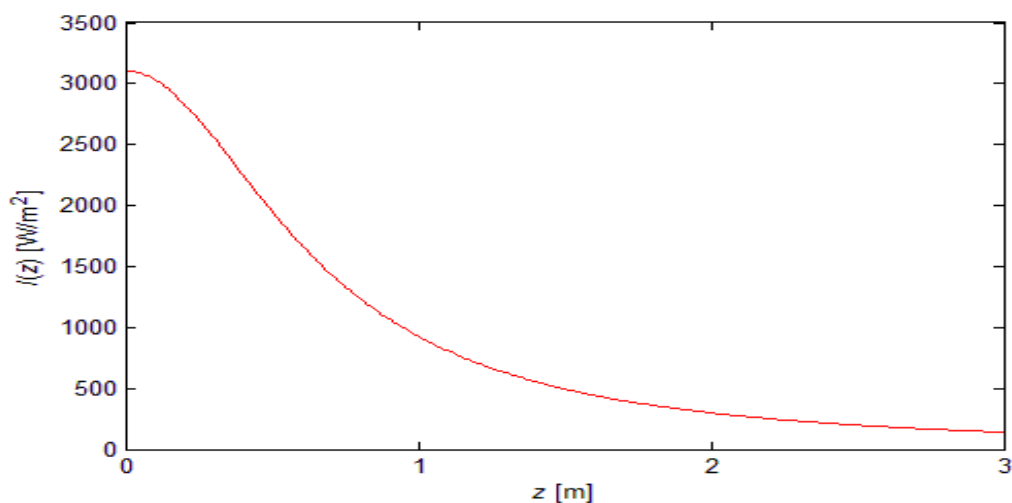
Optická intenzita Gaussovho zväzku na ose zväzku ($\rho = 0$)

(Vypočítaná hodnota)

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2$$

Tab.1 Hodnoty optickej intenzity I pre rôzne vzdialenosti od laséra z

č.merania	z [m]	I [W/m ²]
1.	0,01	3105
2.	0,25	2708
3.	0,50	1956
4.	0,75	1337
5.	1,00	927
6.	1,25	665
7.	1,50	494
8.	1,75	379
9.	2,00	299
10.	2,25	241
11.	2,50	198
12.	2,75	165
13.	3,00	140



Obr.2 Veľkosť optickej intenzity v závislosti na vzdialenosti od lasera z

Optická intenzita Gaussovho zväzku v ľubovoľnom mieste od osy zväzku

(Vypočítaná hodnota)

(Voliteľné parametre)

axiálna vzdialenosť

$z = 3$

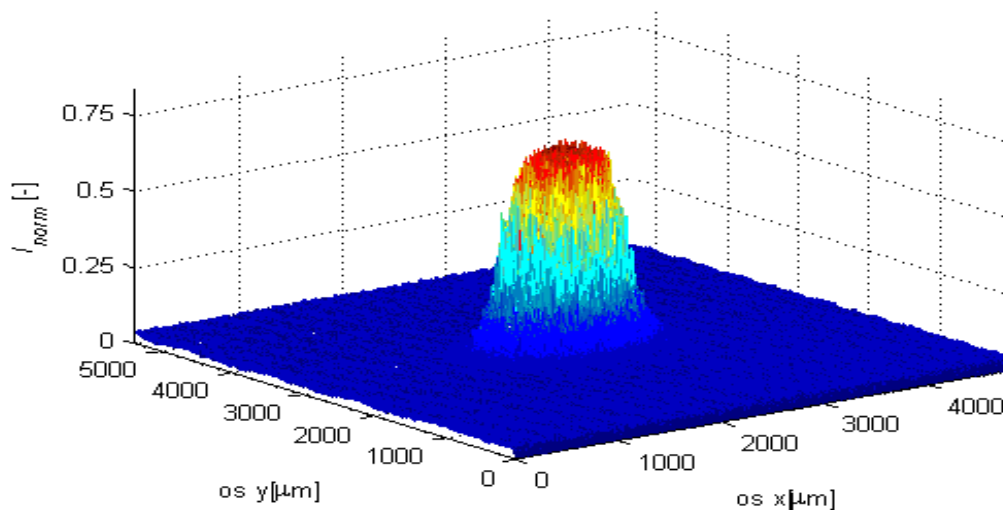
m,

radiálna vzdialenosť

$\rho = 200$

μm ,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right] \quad I(\rho, z) = 136 \quad \text{W/m}^2,$$



Obr.3 Rozloženie optickej intenzity v závislosti na vzdialenosti z od laséra a radiálnej vzdialenosti ρ

Geometrické parametre

Polomer zväzku v krčku

(Nameraná hodnota)

$$W_0 = 336 \quad \mu\text{m},$$

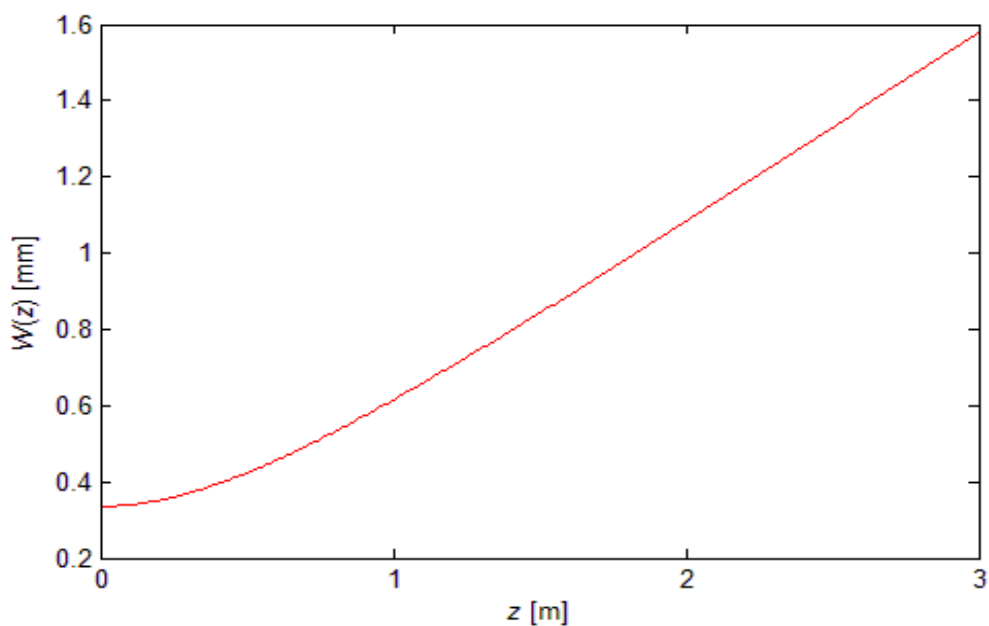
Polomer zväzku pre rôzne vzdialenosti od laséra z

(Vypočítaná hodnota)

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

Tab.2 Hodnoty polomeru zväzku W pre rôzne vzdialenosti od lasera z

č.merania	z [m]	W [μm]
1.	0,01	336
2.	0,25	360
3.	0,50	423
4.	0,75	512
5.	1,00	615
6.	1,25	726
7.	1,50	842
8.	1,75	961
9.	2,00	1083
10.	2,25	1206
11.	2,50	1330
12.	2,75	1455
13.	3,00	1580



Obr.4 Polomer lasérového zväzku v závislosti na vzdialenosti od laséra z

Divergenčný uhol

(Vypočítaná hodnota)

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} \quad \theta_0 = 0,51 \quad \text{mrad},$$

$$\theta_0 = 0,03 \quad ^\circ,$$

Rayleighova vzdialenosť

(Vypočítaná hodnota)

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad z_0 = 0,65 \quad \text{m},$$

Ohnisková hĺbka

(Vypočítaná hodnota)

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} \quad 2z_0 = 1,30 \quad \text{m},$$

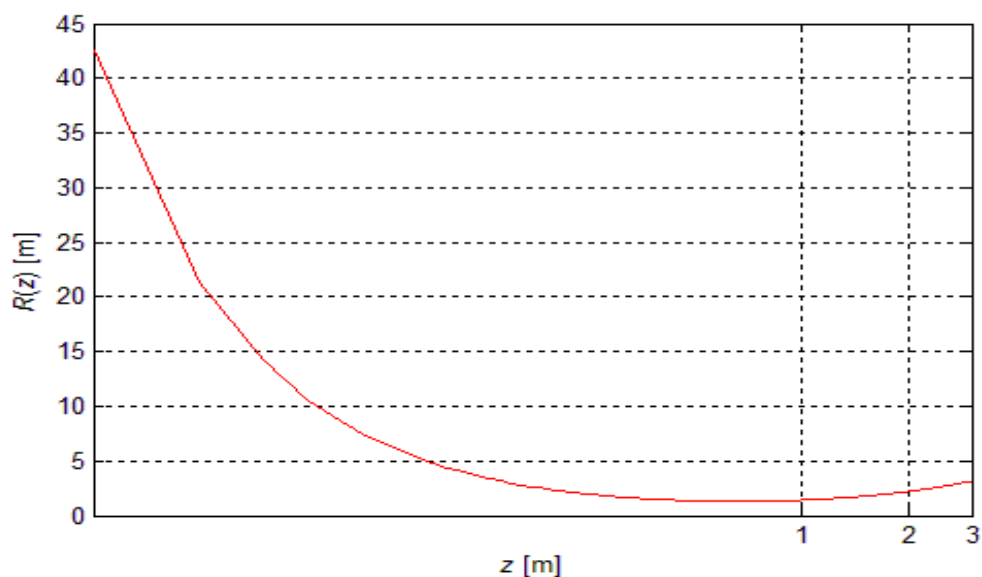
Polomer krivosti

(Vypočítaná hodnota)

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

Tab.3 Hodnoty polomeru krivosti R pre rôzne vzdialenosti od lasera z

č.merania	z [m]	R [m]
1.	0,01	42,5
2.	0,25	2,0
3.	0,50	1,4
4.	0,75	1,3
5.	1,00	1,4
6.	1,25	1,6
7.	1,50	1,8
8.	1,75	2,0
9.	2,00	2,2
10.	2,25	2,4
11.	2,50	2,7
12.	2,75	2,9
13.	3,00	3,1



Obr.5 Polomer krivosti lasérového zväzku

Spektrálne parametre

Vlnová dĺžka

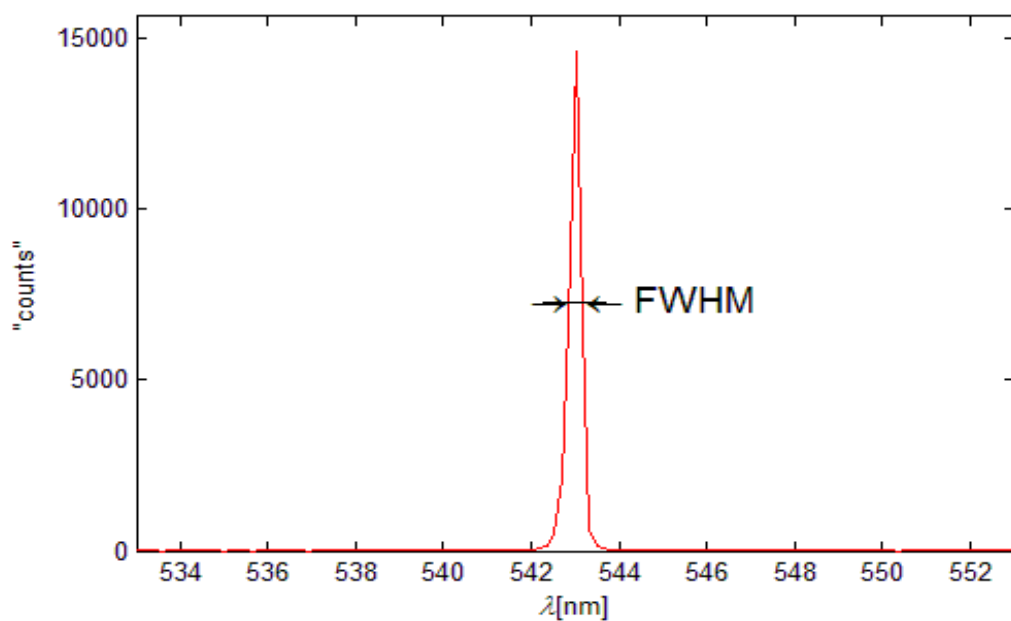
(Nameraná hodnota)

$$\lambda = 543,0 \quad \text{nm},$$

Šírka spektrálnej čiary

(Nameraná hodnota)

$$\Delta\lambda = 0,3 \quad \text{nm},$$



Obr.6 Spektrum lasérového žiarenia

Časová koherencia - koherenčná dĺžka

(Vypočítaná hodnota)

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad L = 921 \quad \mu\text{m},$$

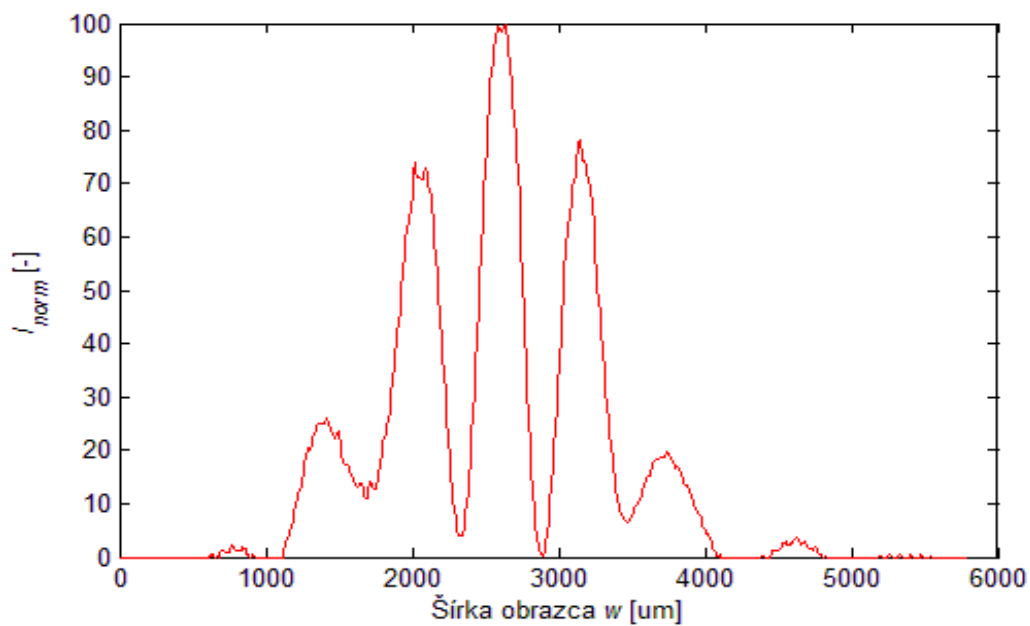
Priestorová koherencia - koherenčná šírka

(Vypočítaná hodnota)

$$W_c = z \frac{\lambda}{4W_0}$$

Tab.4 hodnoty koherenčnej šírky W_c pre rozne vzdialenosti od zdroja z

č.merania	z [m]	W_c [μm]
1.	0,01	4
2.	0,25	101
3.	0,50	202
4.	0,75	303
5.	1,00	404
6.	1,25	505
7.	1,50	606
8.	1,75	708
9.	2,00	809
10.	2,25	910
11.	2,50	1011
12.	2,75	1112
13.	3,00	1213



Obr.7 Interferenčný obrazec

$$K = \gamma_{1,2} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad K = 1,00 \quad ,$$

Polarizačné parametre

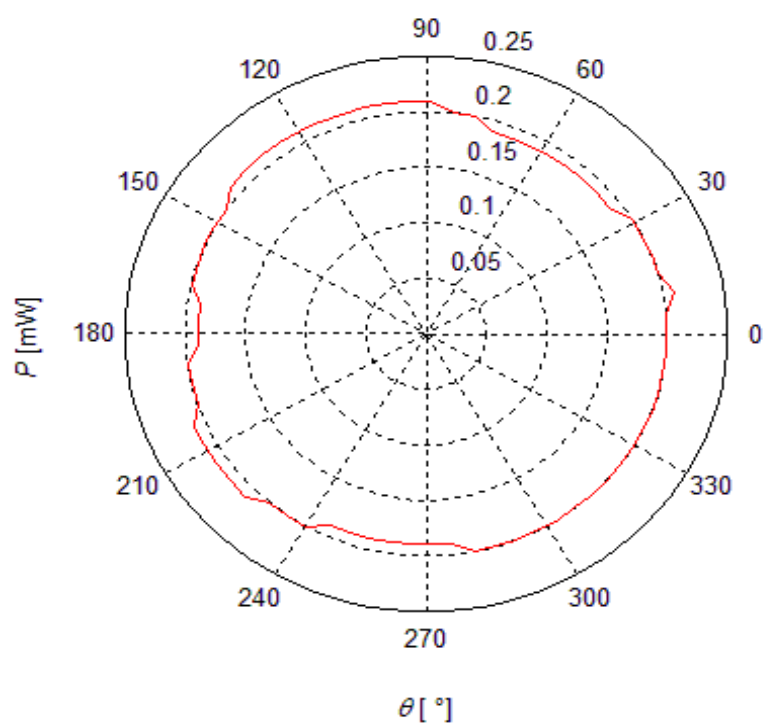
Typ polarizácie:

kruhová, ,

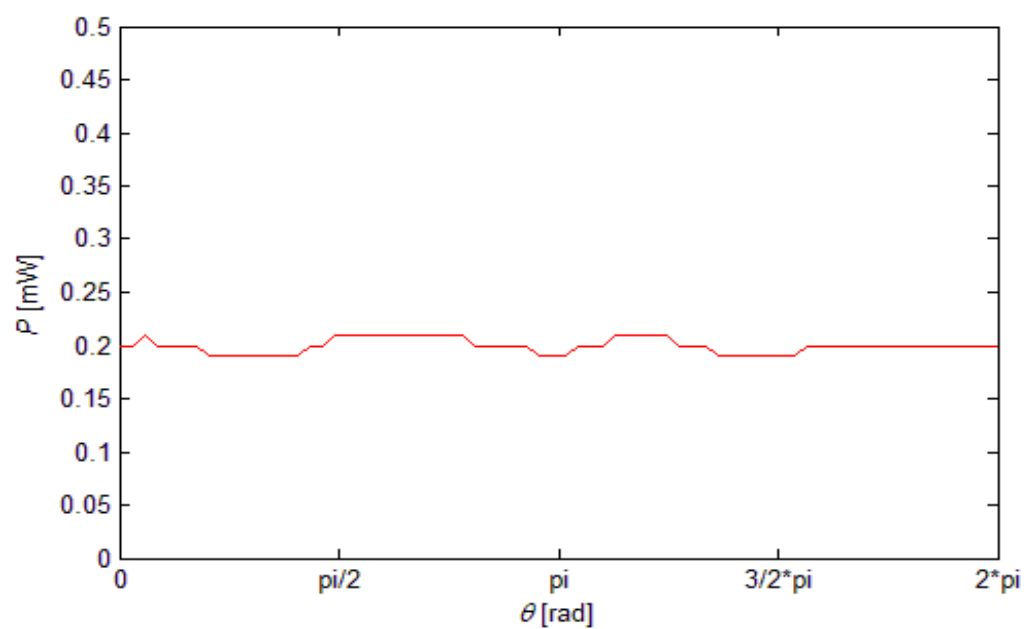
Osový pomer

(Vypočítaná hodnota)

$$AR = \frac{P_{Max}}{P_{Min}} \quad AR = \quad - \quad ,$$



Obr.8 Pribeh optickej intenzity prechádzajúcej lineárnym polarizátorom



Obr.9 Pribeh optickej intenzity prechádzajúcej lineárnym polarizátorom