

**UNIVERZITA PALACKÉHO
V OLOMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA**

MAGISTERSKÁ PRÁCE

Ladislav Stanke

2012

UNIVERZITA PALACKÉHO
V OLOMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA

Katedra experimentální fyziky



MAGISTERSKÁ PRÁCE

Aplikace optických prvků pro časovou a prostorovou transformaci ultrakrátkých intenzivních světelných pulsů

Autor:	Ladislav Stanke
Studijní program:	N1701 Fyzika
Studijní obor:	Nanotechnologie
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí práce:	Ing. Jaromír Křepelka, CSc.
Termín odevzdání práce:	

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem magisterskou práci „Aplikace optických prvků pro časovou a prostorovou transformaci ultrakrátkých intenzivních světelných pulsů” vypracoval sám, s využitím materiálů uvedených v seznamu použitých zdrojů.

V Olomouci 4. 5. 2012

.....

Poděkování:

Rád bych poděkoval Ing. Jaromíru Křepelkovi, CSc. za vedení mé magisterské práce a hlavně za cenné rady, podnětné diskuse a čas, který mi věnoval při její realizaci. Také bych chtěl poděkovat dalším pracovníkům SLO UP a FZÚ AVČR, zejména RNDr. Petru Schovánkovi a RNDr. Miroslavu Palatkovi za mnohé konzultace, které mi pomohly při vypracování této magisterské práce. V neposlední řadě bych rád vyjádřil poděkování za důvěru, kterou jsem dostal, při možnosti podílet se na projektu ELI.



Bibliografická identifikace:

Jméno a příjmení autora:	Ladislav Stanke
Název práce:	Aplikace optických prvků pro časovou a prostorovou transformaci ultrakrátkých intenzivních světelných pulsů
Typ práce:	Magisterská
Pracoviště:	SLO UP a FZÚ AV ČR
Vedoucí práce:	Ing. Jaromír Křepelka, CSc.
Rok obhajoby práce:	2012

Abstrakt:

Cílem projektu ELI (Extreme Light Infrastructure) je v lokalitě Dolních Břežan u Prahy postavit laserové středisko s nejintenzivnějším pulzním laserem na světě. Prezentovaná práce poskytuje náhled na problematiku šíření kontinuálních a pulzních svazků volným prostorem a optickými systémy (OS), kdy dochází k jejich časové a prostorové transformaci. Jedná se o velice komplexní tematiku zasahující od oblasti geometrické a vlnové optiky, přes numerické simulace až po materiálové inženýrství. Tato práce se soustřeďuje zejména na problematiku simulací chodu svazků jednoduchými i složitějšími OS v různých softwarových prostředích.

Klíčová slova:	ELI, GLAD, LightPipes, LightTrans VirtualLab, MATLAB, numerické metody, OSLO, simulace, šíření svazků a pulzů, vlnová optika;
Počet stran:	97
Počet příloh:	4
Jazyk:	český

Bibliographical identification:

Author's first name and surname: Ladislav Stanke
Title: Application of optical elements
for temporal and spatial transformation
of ultra-short and ultra-intense light pulses
Type of thesis: Master
Department: Joint Laboratory of Optics
of Palacky University
and Institute of Physics of the Academy of
Sciences of the Czech Republic
Supervisor: Ing. Jaromír Křepelka, CSc.
Year of presentation: 2012

Abstract:

The goal of the ELI (Extreme Light Infrastructure) project is to build a laser centre with the world's highest power output pulsed laser in the locality of Dolní Břežany near Prague. Presented thesis offers insight into continuous and pulsed beam propagation in free space and optical media which causes beam's spatial and temporal transformation. Complexity of this problem is illustrated in need of geometrical and physical optics knowledge, numerical simulations, material engineering and many others. This thesis is focused on field trace simulation in various software environments for both simple and more complex optical systems.

Keywords: ELI, GLAD, LightPipes, LightTrans VirtualLab,
MATLAB, numerical methods, OSLO, physical
optics, pulse and beam propagation, simulations;
Number of pages: 97
Number of appendices: 4
Language: Czech

Obsah

Úvod	9
1 Teorie	10
1.1 Geometrická (paprsková) optika	10
1.2 Svazková optika	14
1.3 Fourierovská optika	16
1.4 Jevy spojené s využíváním ultrakrátkých vysokoenergetických pulzů	19
1.4.1 Disperze a tvarování pulzů	20
1.4.2 Nelineární jevy	29
1.4.3 Laserem indukovaná poškození optických materiálů	32
1.5 Optické systémy	36
1.5.1 Off-axis paraboly	36
1.5.2 Návrh transportního teleskopu	38
2 Přehled použitého simulačního softwaru	41
2.1 OSLO	41
2.2 LightPipes	42
2.2.1 LPForward – spektrální metoda	42
2.2.2 LPFresnel – přímá integrace difrakčního integrálu jako konvoluce (FFT přístup)	43
2.2.3 LPForward – přímá integrace difrakčního integrálu	44
2.2.4 LPSteps – metoda sítí	44
2.3 GLAD	46
2.4 LightTrans VirtualLab	47
2.4.1 SPW operátor	50
2.4.2 Rayleighův-Sommerfeldův operátor	51
2.4.3 Kombinovaný SPW/Fresnelův operátor	52
2.4.4 Fresnelův operátor	53
2.4.5 Aproximace SPW integrálu pro vzdálené pole	54
3 Realizace simulací	55
3.1 Šíření svazků volným prostorem	55
3.1.1 OSLO	55
3.1.2 LightPipes	57
3.1.3 GLAD	66
3.1.4 LightTrans VirtualLab	71
3.1.5 Porovnání numerických metod pro výpočet volného šíření	74

3.2	Šíření svazků optickými systémy	76
3.2.1	OSLO	76
3.2.2	GLAD	77
3.2.3	Zhodnocení vlastností navrženého transportního teleskopu	84
3.3	Šíření pulzů optickými systémy	85
3.3.1	LightTrans VirtualLab	85
Závěr		96
Přílohy		i
A:	Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem (MATLAB, LightPipes)	i
B:	Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem (GLAD)	iii
C:	Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků optickým systémem (GLAD)	v
D:	Productsheet k programu VirtualLab 5	vii
Seznam použitých a doporučených zdrojů		ix
Rejstřík		xiii

Úvod

Jednou ze zpráv, kterou mohl svět fyziky uslyšet během poslední doby, je, že se EU rozhodla definitivně podpořit projekt ELI. Projekt Extreme Light Infrastructure počítá se stavbou nejmodernějšího laserového zařízení v lokalitě Dolních Břežan u Prahy. Svými vlastnostmi naprosto unikátní laser bude možné využít v mnoha fyzikálních oborech, chemii, biologii, nanotechnologii, lékařství a dalších odvětvích.

Laserové pracoviště ELI u Dolních Břežan bude vyžadovat transportní teleskopy pro přenos svazků do jednotlivých částí budovy a dále teleskopy fokusující pulzy do malé plošky pro dosažení velmi vysoké hustoty energie na terči. Naprosto extrémní vlastnosti použitého laseru, který bude produkovat ultrakrátké (10 fs – 15 fs) pulzy vysokého výkonu (až 200 PW), budou vyžadovat daleko komplexnější přístup k řešení návrhu teleskopů, než je tomu například u teleskopů astronomických. Je nutné brát v úvahu řadu jevů a komplikací, které s sebou přinášejí právě ultrakrátké pulzy při vysokých energiích. Jedná se hlavně o disperzi, nelineární jevy a laserem indukovaná poškození optických materiálů.

V rámci této práce dojde k rešerši dostupných informací týkajících se dané problematiky. Ze všeho nejdříve budou uvedeny principy geometrické optiky, ze které se vychází při návrhu optické soustavy transportního teleskopu. Následně je využita metoda svazkové optiky pro popis vlastností použitých gaussovských a supergaussovských svazků. Vysvětlena je taktéž vlnová a fourierovská optika, která je základem mnoha numerických metod v použitých simulačních programech.

Závěrem první kapitoly budou ukázány vlastnosti netradičních optických prvků v podobě off-axis parabol, kterých je možné využít pro návrh transportního teleskopu.

Druhá kapitola obsahuje přehled použitého softwaru s krátkým vysvětlením numerických metod, na základě kterých pracují. Pro simulace bude potřebný tento software: OSLO, MATLAB s nástrojovým balíčkem LightPipes, GLAD a LightTrans VirtualLab.

V poslední kapitole budou získané teoretické poznatky implementovány do jednotlivých simulačních programů a bude provedena analýza výsledků. Všechny zmíněné programy jsou nejdříve ověřeny na simulaci šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem. Pomocí GLADu je vyzkoušeno šíření těchto svazků transportním teleskopem a v programu VirtualLab je předvedena časová a prostorová transformace supergaussovských femtosekundových pulzů ideální a reálnou čočkou. V posledním numerickém experimentu je simulován průchod supergaussovského svazku dvěma různými optickými dublety.

Závěrem jsou shrnuty poznatky získané z provedených simulací a jsou diskutovány vlastnosti prezentovaných optických systémů.

1 Teorie

K pochopení aspektů návrhů optických soustav pro vysokoenergetické lasery produkující ultrakrátké pulzy je nutné znát poměrně širokou část klasické teorie optiky, od geometrické až po nelineární.

Geometrická optika poslouží pro základní návrh podoby transportního teleskopu. Trasování paprsků¹ dále umožní provést základní korekce optického systému.

Jelikož teleskop bude přenášet gaussovské a zejména supergaussovské svazky, jsou zopakovány také základy svazkové optiky, která rozšiřuje představu návrhu transportního teleskopu.

Dále jsou vysloveny základní principy vlnové a fourierovské optiky, využívané pro výpočet šíření optických polí.

Zmíněny jsou také jevy, s kterými je třeba počítat v aplikacích ultrakrátkých vysokoenergetických pulzů. Pokud je to možné, jsou také nabídnuty metody, které kompenzují nepříznivé okolnosti doprovázející tyto jevy.

Závěrem kapitoly jsou demonstrovány vlastnosti optických prvků, které budou využity pro návrh transportního teleskopu a jeho vlastní stavbu.

1.1 Geometrická (paprsková) optika

Geometrická optika je založena na aproximaci šíření světla paprsky splňujícími geometrická pravidla, jejichž směr šíření je shodný se směrem toku optické energie. Proto se jí také často říká paprsková optika. Základním vztahem paprskové optiky je Snellův zákon, který svazuje indexy lomu n_1 a n_2 dvou prostředí s úhly dopadu a lomu θ_1 a θ_2 na rozhraní těchto prostředí. Nejčastěji se zapisuje v následující podobě [33]

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2. \quad (1)$$

Tento jednoduchý vztah je důsledkem fundamentálnějšího Fermatova principu [4, 25, 32, 33, 35], který říká, že paprsky šířící se mezi body A a B se šíří po takové dráze, aby doba chodu paprsků mezi oběma body dosahovala extrémální hodnoty vzhledem k ostatním blízkým drahám. Matematicky popíšeme Fermatův princip jako požadavek na nulovou variaci funkcionálu

$$\delta \int_A^B n(\mathbf{r}) ds = 0, \quad (2)$$

¹Také se používá anglický termín ray-tracing.

kde

$$\int_A^B n(\mathbf{r}) ds = L \quad (3)$$

je délka optické dráhy.

Analýza optických systémů probíhá většinou pomocí dobře definovaného postupu. U prvků, jako jsou například čočky, proběhne nejdříve základní návrh provedený pomocí optiky prvního řádu pro tenkou čočku. Touto analýzou se zjistí ohnisková vzdálenost čočky a její zvětšení. Poté se většinou přistupuje k využití ray-tracingového programu (např. OSLO, ZEMAX, apod.), kterým se paprsky trasují skrz optický systém. Tento postup si většinou vynutí změny v základním návrhu, zejména pro potlačení vzniklých aberací. Pro efektivní práci s takovýmto softwarem je tedy velice užitečné znát teorii aberací třetího řádu, která se využije pro optimalizaci optického systému.

Nejjednodušší přístup k návrhu optických systémů nabízí paraxiální trasování paprsků. Sinus úhlu je možné rozvést do Taylorovy řady [32]

$$\sin \theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} + \dots, \quad (4)$$

pro malé úhly tedy platí

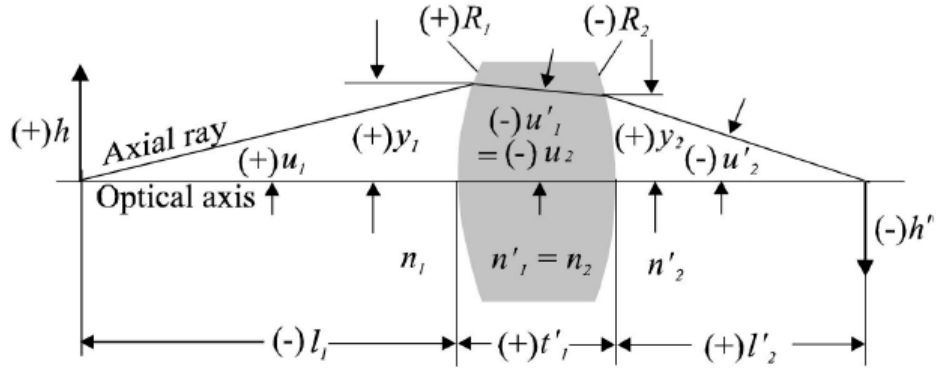
$$\sin \theta \cong \theta. \quad (5)$$

Snellův zákon se tímto redukuje na vztah přímé úměry

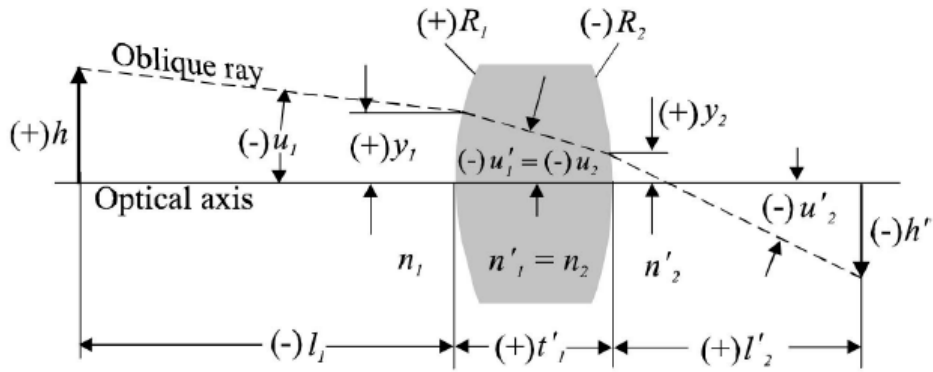
$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2. \quad (6)$$

Takto upravený vztah je přesný do šestého desetinného místa pro úhly nepřesahující 41 úhlových minut [32]. Jednoduché paraxiální trasovací rovnice jsou užitečné pro optické návrhy. Je z nich možné například zjistit umístění obrazu. Pokud je ve vztahu (4) využito i druhého řádu rozvoje, je možné stanovit tzv. Seidelovy aberace třetího řádu.

Pro správnou interpretaci paprskové optiky je důležité dodržování znaménkové konvence [32] (viz *Obr. 1*). Znaménko poloměru křivosti je kladné, pokud se střed křivosti nachází vpravo od plochy, a záporné, pokud leží na levé. Vzdálenost předmětu od první plochy čočky je označena l_1 .



(a)



(b)

Obr. 1 Šíření a) osového (axial ray) a b) mimoosového (oblique ray) paprsku tlustou čočkou, podle [32]

Pro vstupní osový paprsek (axial ray) platí

$$u_1 = -\frac{y_1}{l_1}, \quad (7)$$

pro mimoosový paprsek (oblique ray)

$$y_1 = h - l_1 u_1 \quad (8)$$

a pro objekt v nekonečnu

$$u_1 = 0 \text{ a } y_1 = h. \quad (9)$$

Šíření paprsku k další ploše je možné vypočítat pomocí vztahů

$$n'_i u'_i = n_i u_i - y_i c_i (n'_i - n_i), \quad (10)$$

kde $c_i = \frac{1}{R_i}$ a

$$y_{i+1} = y_i + t'_i u'_i. \quad (11)$$

Obě rovnice jsou aplikovány opakovaně pro i ploch v optickém systému.

Pro výstupní osový paprsek platí

$$l'_i = -\frac{y_i}{u'_i}, \quad (12)$$

pro mimoosový paprsek

$$h' = y_i + l'_i u'_i \quad (13)$$

a pro zvětšení

$$m = \frac{u_1}{u'_i} = \frac{h'}{h}. \quad (14)$$

Jak již bylo naznačeno, základní návrh optického systému spočívá v navržení tenké čočky, která bude mít požadované parametry (ohniskovou vzdálenost, zvětšení, atd.). Optickou mohutnost čočky můžeme vyjádřit jako

$$\phi = \frac{1}{f} = (n - 1) \left[c_1 - c_2 + \frac{(n - 1)}{n} c_1 c_2 t \right]. \quad (15)$$

Zanedbáním tloušťky t v tomto vztahu se získá tvar pro tenkou čočku

$$\phi = (n - 1) (c_1 - c_2), \quad (16)$$

kde c_1 a c_2 jsou převrácené hodnoty poloměrů křivosti.

V paraxiální optice je možné pozorovat tzv. stigmatické zobrazení - bod se opět zobrazí na bod. V reálných optických systémech ovšem dochází k vadám zobrazení, kdy se bod nezobrazuje na bod. Tyto vady se nazývají aberace [4, 25, 32, 35, 38]. Aberace je možné rozdělit na sférické, monochromatické (Petzvalova křivost, koma, astigmatismus, zkreslení) a chromatické (barevná vada polohy, barevná vada zvětšení). Aberace související s disperzí budou dále probrány v 1.4.1.

1.2 Svazková optika

Jak již samotný název napovídá, na rozdíl od geometrické optiky, kde se k popisu šíření světla používají paprsky, se ve svazkové optice k tomuto účelu využívají různé typy svazků.

Základním typem je svazek gaussovský, který lze teoreticky popsat jako TEM₀₀ mód vyzařovaný laserem [33]. Skutečné lasery neposkytují naprosto přesné gaussovské svazky, ačkoli helium-neonové a argon-iontové lasery jsou jejich velice blízkou aproximací.

Tvar gaussovského svazku se získá řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice [33], která má obecně následující podobu

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0, \quad (17)$$

kde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je velikost vlnového vektoru v prostředí. Pro rovinnou vlnu s komplexní amplitudou

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-jkz), \quad (18)$$

kde $A(\mathbf{r})$ vyjadřuje komplexní obálku rovinné vlny $\exp(-jkz)$, je možné odvodit paraxiální Helmholtzovu rovnici

$$\nabla_{\text{T}}^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (19)$$

kde $\nabla_{\text{T}}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ je transverzální část Laplaceova operátoru. Jedním z řešení této vlnové rovnice je např. paraboloidní vlna. Středem pozornosti ale je řešení ve tvaru gaussovského svazku, které se získá aproximací paraboloidní vlny. Komplexní obálka [31] gaussovského svazku nabývá tvaru

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_0}{q(z)} \exp\left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right], \quad (20)$$

kde $\rho^2 = x^2 + y^2$,

$$q(z) = z + jz_0 \quad (21)$$

je komplexní parametr svazku a A_0 je konstanta.

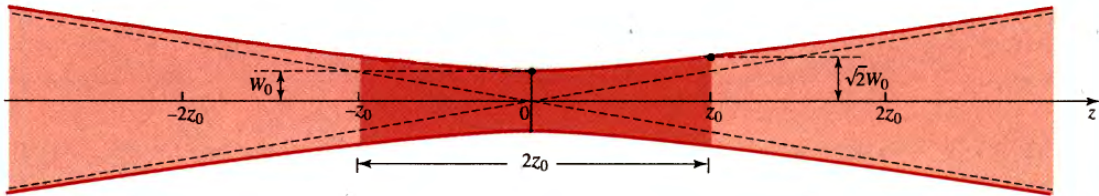
Oddělení reálné a imaginární části tohoto parametru dává

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

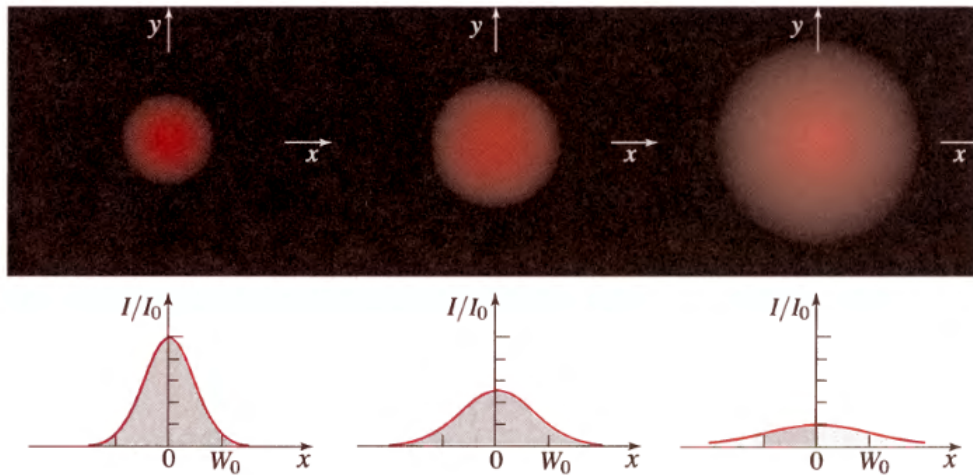
čímž je možné popsat další vlastnosti svazku, jako jeho pološířku $w(z)$ a poloměr křivosti vlnoplochy $R(z)$.

Dosazením (22) do (20) s využitím (18) je možné získat výraz pro komplexní amplitudu gaussovského svazku

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk\frac{\rho^2}{2R(z)} + j\varsigma(z)\right]. \quad (23)$$



Obr. 2 Šíření gaussovského svazku v prostoru [33]



Obr. 3 Příčné řezy gaussovského svazku pro vzdálenosti 0, z_0 a $2z_0$ od zdroje [33]

Vztahy pro výpočet jednotlivých parametrů [33] vystupujících v (23) jsou

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

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

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

a

$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (27)$$

Rovina $z = 0$ je místem maximálního zúžení svazku. Pološířka svazku v této rovině se značí w_0 , průměr $2w_0$ se nazývá velikost stopy. S rostoucí vzdáleností z roste také poloměr svazku $w(z)$. Souvislost těchto parametrů s reálným gaussovským svazkem je prezentována na *Obr. 2* a *Obr. 3*.

Požadavky na fokusaci a kolimaci svazku jsou v kontradikci - zmenšováním pološířky svazku dochází k jeho větší divergenci a naopak. Matematicky je tuto skutečnost možné vyjádřit jako

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (28)$$

kde θ_0 označuje divergenční úhel. Poloměr křivosti vlnoploch $R(z)$ je v $z = 0$ nekonečný, což odpovídá planární vlnoploše, v $z = z_0$ je největší křivost vlnoploch a pro $z \gg z_0$ odpovídá téměř sférické vlnoploše. Poloměr křivosti vlnoploch v obecném místě z je možné vypočítat pomocí (25). Fáze zpoždění vlnoplochy vzhledem k rovinné nebo sférické vlně je spojeno s jevem, který se nazývá Guoyův efekt. Spočítat lze využitím (26). Podélná vzdálenost z_0 je takzvaná Rayleighova vzdálenost, udává souřadnici místa na ose z , kde intenzita gaussovského svazku klesne přesně na $\exp(-2)$ své maximální hodnoty v pase svazku.

Intenzitu optického záření gaussovského svazku je možné vyjádřit jako

$$I(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2, \quad (29)$$

tedy

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right] \quad (30)$$

a na ose svazku

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}. \quad (31)$$

1.3 Fourierovská optika

Fourierovská optika [15, 33, 44] využívá pro popis šíření světelných vln harmonické analýzy [33] – Fourierovy transformace (FT). Použitím FT je možné libovolnou funkci $f(t)$ převést na superpozici harmonických funkcí času o různých frekvencích. Základem Fourierova rozvoje jsou harmonické funkce ve tvaru $F(\nu) \exp(j2\pi\nu t)$ o frekvenci ν a amplitudě $F(\nu)$. Komplexní amplituda $F(\nu)$ se nazývá Fourierovou transformací funkce $f(t)$. Ze znalosti odezvy systému na všechny harmonické funkce je možné dopo-

čítat odezvu na libovolnou vstupní funkci provedením harmonické analýzy na vstupu a superpozicí na výstupu.

Analogicky lze vystavět FT pro prostorové souřadnice. Pro $f(x, y)$, kde x a y jsou souřadnice v rovině, pak harmonické funkce mají tvar $F(\nu_x, \nu_y) \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)]$, kde $F(\nu_x, \nu_y)$ představuje komplexní amplitudu a ν_x a ν_y prostorové frekvence ve směrech x a y .

Jakkoli složitá vlna libovolného tvaru může být zapsána jako superpozice rovinných vln. Pokud je znám mechanismus reakce optického systému na rovinné vlny, pak je možné předem určit, jakým způsobem bude systém reagovat na libovolnou vlnu.

Lineární systém může být charakterizován funkcí impulzové odezvy nebo přenosovou funkcí, která popisuje odezvu na prostorové harmonické funkce.

Základním problémem fourierovské optiky je popis šíření světla volným prostorem. Provedené simulace volného šíření jsou prezentovány v 3.1.

Vztah mezi rovinnou vlnou o komplexní amplitudě $U(x, y, z) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z)]$ s vlnovým vektorem $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ a její Fourierovou transformací udávají směrové úhly θ_x a θ_y vlnového vektoru

$$\theta_x = \arcsin(\lambda \nu_x), \quad (32)$$

$$\theta_y = \arcsin(\lambda \nu_y), \quad (33)$$

nebo v paraxiální aproximaci

$$\theta_x \approx \lambda \nu_x, \quad (34)$$

$$\theta_y \approx \lambda \nu_y. \quad (35)$$

Jedním z přístupů pro výpočet šíření světla je například prostorová spektrální analýza [33]. Tenký optický prvek je popsán komplexní amplitudovou propustností $f(x, y) = \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)]$. Rovinná vlna s jednotkovou amplitudou šířící se tímto prvkem ve směru osy z je modulována harmonickou funkcí $U(x, y, 0) = f(x, y)$. Pokud je propustnost rozložena v sumu několika harmonických funkcí o různých prostorových frekvencích, pak je prošlá vlna sumou stejného počtu rovinných vln rozptýlených do různých směrů. Je-li tedy $f(x, y)$ integrál harmonických funkcí

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(\nu_x, \nu_y) \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y, \quad (36)$$

má prošlá vlna tvar

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(\nu_x, \nu_y) \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] \exp(-jk_z z) d\nu_x d\nu_y. \quad (37)$$

$F(\nu_x, \nu_y)$ je Fourierova transformace $f(x, y)$.

Hlavním cílem prezentované práce je popsat tvar pole ve výstupní rovině $z = d$ na základě znalosti pole v rovině vstupní $z = 0$. Tedy ze zadané komplexní amplitudy vlny $f(x, y) = U(x, y, 0)$ na vstupu určit komplexní amplitudu $g(x, y) = U(x, y, d)$ na výstupu. Pro výpočet pole ve výstupní rovině se využije tzv. přenosové funkce volného prostoru [33] představující faktor, kterým musí být vynásobena vstupní prostorová harmonická funkce, pro vyjádření výstupní. Její tvar je následující

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) = \exp \left[-j2\pi \left(\frac{1}{\lambda^2} - \nu_x^2 - \nu_y^2 \right)^{\frac{1}{2}} d \right]. \quad (38)$$

Tento výraz je možné zjednodušit, pokud jsou prostorové frekvence ve vstupní funkci mnohem menší než je mezní frekvence $1/\lambda$, tj. $\nu_x^2 + \nu_y^2 \ll \frac{1}{\lambda^2}$. V takovém případě se pak jednotlivé rovinné vlny chovají jako paraxiální paprsky. Přenosová funkce volného prostoru ve Fresnelově aproximaci [33] se zredukuje na

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) \approx \mathcal{H}_0 \exp \left[j\pi \lambda d (\nu_x^2 + \nu_y^2) \right], \quad (39)$$

kde $\mathcal{H}_0 = \exp(-jk d)$. Podmínku platnosti Fresnelovy aproximace lze vyjádřit jako

$$\frac{N_F \theta_{\max}^2}{4} \ll 1, \quad (40)$$

kde $N_F = \frac{a^2}{\lambda d}$ je Fresnelovo číslo a $\theta_{\max} \approx a/d$. Veličiny a , λ a d reprezentují největší radiální vzdálenost, vlnovou délku a vzdálenost mezi vstupní a výstupní rovinou.

Nyní je možné na základě znalosti přenosové funkce volného prostoru a vstupní funkce $f(x, y)$ vypočítat výstupní funkci $g(x, y)$ takto: nejprve je nutné spočítat Fourierovu transformaci

$$F(\nu_x, \nu_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dx dy. \quad (41)$$

Následně je získán vztah pro výpočet komplexní amplitudy ve výstupní rovině

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) F(\nu_x, \nu_y) \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y. \quad (42)$$

A konečně využitím Fresnelovy aproximace dostaneme

$$g(x, y) = \mathcal{H}_0 \iint_{-\infty}^{\infty} F(\nu_x, \nu_y) \exp \left[j\pi \lambda d (\nu_x^2 + \nu_y^2) \right] \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y. \quad (43)$$

Další možností výpočtu komplexní amplitudy ve výstupní rovině je aplikace funkce impulzové odezvy [33] volného prostoru. Tato funkce je získána jako inverzní Fourier-

rova transformace přenosové funkce $\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y)$

$$h(x, y) \approx h_0 \exp \left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2d} \right], \quad (44)$$

kde $h_0 = \frac{j}{\lambda d} \exp(-jkd)$. Konvolucí

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') h(x - x', y - y') dx' dy' \quad (45)$$

je možné vypočítat komplexní amplitudu ve výstupní rovině. Ve Fresnelově aproximaci tedy

$$g(x, y) = h_0 \iint_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \exp \left[-j\pi \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{\lambda d} \right] dx' dy'. \quad (46)$$

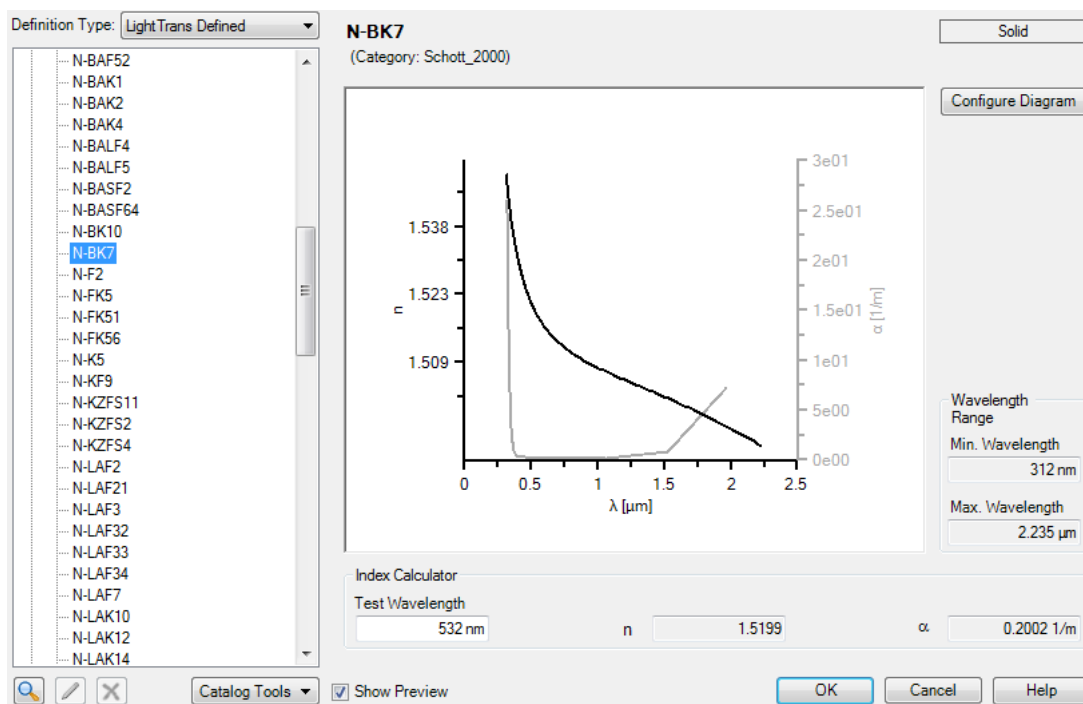
1.4 Jevy spojené s využíváním ultrakrátkých vysokoenergetických pulzů

Návrh optických soustav není omezen jen na jejich optimalizaci v rámci paprskové či vlnové optiky. Je třeba také počítat s různými materiálovými vlastnostmi použitých čoček, zrcadel a samozřejmě obklopujícího média. Mezi tyto vlastnosti se řadí například disperze, která je sledována i u běžně používaných systémů, jakými jsou například fotografické objektivy. V případě použití ultrakrátkých vysokoenergetických pulzů se kromě běžně sledovaných materiálových vlastností věnuje pozornost také nelineárním jevům a prahu poškození laserovým zářením², který udává hodnotu plošné hustoty energie, při které dojde k trvalému poškození exponovaného materiálu. V následujícím textu je podáno krátké vysvětlení teorie těchto jevů a metody jejich možné omezení v optickém systému.

²V literatuře většinou označován anglickým názvem laser damage threshold

1.4.1 Disperze a tvarování pulzů

Index lomu optického materiálu závisí na vlnové délce interagujícího záření, tento jev se nazývá disperze [38]. Obr. 4 ukazuje disperzní závislost typického optického skla N-BK7. Pro normální disperzi index lomu klesá s vlnovou délkou, opačný jev se nazývá anomální disperzí. V praxi se většinou nesleduje široký spektrální rozsah a omezuje se na viditelnou část spektra. Běžně používané materiály absorbují UV a IR záření.



Obr. 4 Závislost indexu lomu na vlnové délce záření pro sklo N-BK7 (databáze programu LightTrans VirtualLab)

Je problém stanovit přesnou matematickou závislost mezi indexem lomu a vlnovou délkou. Řešení se provádí většinou různými interpolacemi. Existuje mnoho více či méně přesných disperzních rovnic. Dokonce ani společnosti zabývající se výrobou kusové optiky se nedohodly na používání stejných disperzních vztahů. Z řady vztahů stojí za uvedení nejjednodušší Cauchyův vztah [38]

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (47)$$

a Sellmeierův [38]

$$n^2(\lambda) = a + \frac{b\lambda^2}{c - \lambda^2} + \frac{d\lambda}{e - \lambda^2} + \frac{f\lambda^2}{g - \lambda^2} + \dots, \quad (48)$$

který ve svých katalozích používá také firma Schott. Konstanty a , b , c , d , e , f a g jsou stanoveny pro každý materiál zvlášť.

Stejně jako pro aberace i pro disperzi platí, že se jedná o problém s významnými důsledky. Disperze je příčinou vzniku chromatické aberace. Avšak např. kombinací tzv. flintových a korunových skel je možné chromatické aberace potlačovat.

Také index lomu vzduchu vykazuje různé hodnoty pro různé vlnové délky [47] (viz *Tab. 1*). Pro odstranění nepříznivých jevů spojených s disperzí vzduchu je nutné evakuovat komoru transportních teleskopů, ve které se budou svazky šířit.

Tab. 1 Závislost indexu lomu vzduchu na vlnové délce záření [43]

Index of Refraction n of Air					
λ_{air} (μm)	n (288 K)	$\lambda_{\text{vac}} - \lambda_{\text{air}}$ (μm)	λ_{air} (μm)	n (288 K)	$\lambda_{\text{vac}} - \lambda_{\text{air}}$ (μm)
0.200	1.0003256	0.0000651	0.560	1.0002769	0.0001551
0.210	1.0003188	0.0000670	0.570	1.0002768	0.0001578
0.220	1.0003132	0.0000689	0.580	1.0002766	0.0001604
0.230	1.0003086	0.0000710	0.590	1.0002765	0.0001631
0.240	1.0003047	0.0000731	0.600	1.0002763	0.0001658
0.250	1.0003014	0.0000754	0.610	1.0002762	0.0001685
0.260	1.0002986	0.0000776	0.620	1.0002761	0.0001712
0.270	1.0002962	0.0000800	0.630	1.0002760	0.0001739
0.280	1.0002941	0.0000824	0.640	1.0002759	0.0001766
0.290	1.0002923	0.0000848	0.650	1.0002758	0.0001792
0.300	1.0002907	0.0000872	0.660	1.0002757	0.0001819
0.310	1.0002893	0.0000897	0.670	1.0002756	0.0001846
0.320	1.0002880	0.0000922	0.680	1.0002755	0.0001873
0.330	1.0002869	0.0000947	0.690	1.0002754	0.0001900
0.340	1.0002859	0.0000972	0.700	1.0002753	0.0001927
0.350	1.0002850	0.0000998	0.710	1.0002752	0.0001954
0.360	1.0002842	0.0001023	0.720	1.0002751	0.0001981
0.370	1.0002835	0.0001049	0.730	1.0002751	0.0002008
0.380	1.0002829	0.0001075	0.740	1.0002750	0.0002035
0.390	1.0002823	0.0001101	0.750	1.0002749	0.0002062
0.400	1.0002817	0.0001127	0.760	1.0002749	0.0002089
0.410	1.0002812	0.0001153	0.770	1.0002748	0.0002116
0.420	1.0002808	0.0001179	0.780	1.0002748	0.0002143
0.430	1.0002803	0.0001205	0.790	1.0002747	0.0002170
0.440	1.0002799	0.0001232	0.800	1.0002746	0.0002197
0.450	1.0002796	0.0001258	0.810	1.0002746	0.0002224
0.460	1.0002792	0.0001284	0.825	1.0002745	0.0002265
0.470	1.0002789	0.0001311	0.850	1.0002744	0.0002332
0.480	1.0002786	0.0001338	0.875	1.0002743	0.0002400
0.490	1.0002784	0.0001364	0.900	1.0002742	0.0002468
0.500	1.0002781	0.0001391	0.925	1.0002741	0.0002536
0.510	1.0002779	0.0001417	0.950	1.0002740	0.0002604
0.520	1.0002777	0.0001444	0.975	1.0002740	0.0002671
0.530	1.0002775	0.0001471	1.000	1.0002739	0.0002739
0.540	1.0002773	0.0001497	1.050	1.0002738	0.0002875
0.550	1.0002771	0.0001524	1.100	1.0002737	0.0003011

Problém s disperzí indexu lomu se navíc komplikuje tím, že se nevyužívá monofrekvenčního zdroje záření, nýbrž pulzního femtosekundového laseru, u kterého je (jak ukazuje Fourierova transformace v časové oblasti) možné pozorovat šířku pásma v řádech desítek nanometrů. Dochází totiž k rozšíření pulzu [42] vlivem disperze grupové rychlosti. Kompenzaci tohoto jevu [29] je možné provést zařazením mřížek, hranolů nebo tzv. chirpovaných³ zrcadel do optických systémů. U systémů tvořených pouze zrcadly odpadají jevy spojené se změnou délky pulzu v časové oblasti. U teleskopů tvořených refraktivními prvky je naopak nutné zavést teorii popisující tvarování pulzu v časové oblasti.

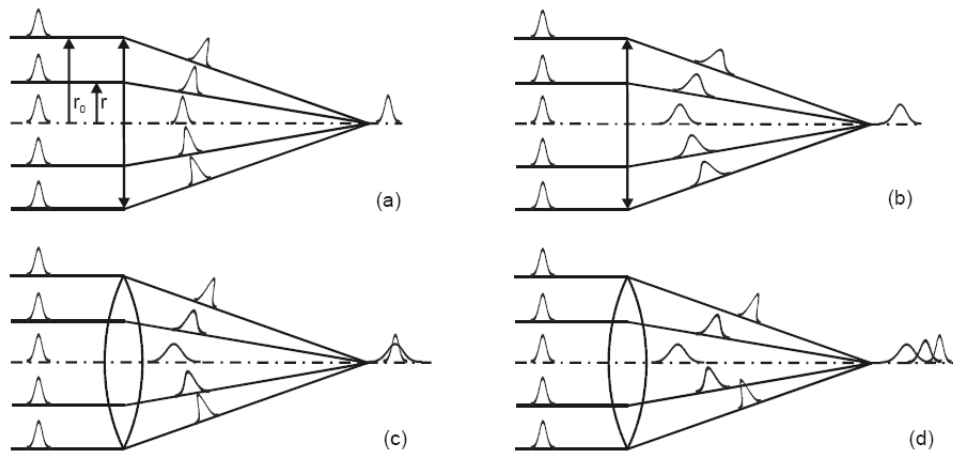
Pro fyzikálně dokonalou čočku bez disperze a aberací by podobně jako u zrcadel nedošlo ke změně délky pulzu v časové oblasti a všechny barvy by byly dokonale fokusovány do jediného společného ohniska. Za předpokladu lineárního chirpu, způsobeného disperzí grupové rychlosti, dojde k rozšíření pulzu [42] s gaussovským časovým a prostorovým rozdělením o původní délce τ_p (FWHM) na

$$\tau_{GVD} = \tau_p \cdot \left[1 + \left(\frac{4 \ln 2 \cdot GVD}{\tau_p^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (49)$$

s disperzí grupové rychlosti GVD⁴

$$GVD = \frac{\lambda^3}{2\pi \cdot c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \cdot L \quad (50)$$

v materiálu délky L . Ze vzorce tedy vyplývá, že je nutné pro určení výsledné délky pulzu vzít v úvahu rozdílné tloušťky na krajích a centru čočky (viz Obr. 5).



Obr. 5 Šíření pulzu v a) ideální čočce (bez disperze a aberací) - perfektní zaostření pro všechny barvy, b) ideální čočce s konstantní GVD, c) čočce s proměnnou tloušťkou (GVD závisí na tloušťce), d) reálné čočce (GVD a projevy časového zpoždění pulzu) [42]

³Chirp - frekvenční modulace

⁴Group velocity dispersion - disperze grupové rychlosti

Jak již bylo zmíněno, disperze způsobuje vznik chromatických aberací, konkrétně příčné a podélné (velikosti a polohy). Chromatická vada polohy je příčinou rozdílného umístění ohnisek (viz *Obr. 6*) na optické ose v závislosti na vlnové délce světla. Tento jev způsobuje pokles intenzity v porovnání s případem ideální fokusace všech vlnových délek. Nyní bude analyzován vztah mezi šířkou ohniskové oblasti Δf a délkou pulzu τ_p . Pro popis této závislosti je nejprve vztah (16) derivován podle λ , tedy [42]

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{f(\lambda)} \right) = -\frac{1}{f(\lambda)^2} \frac{df}{d\lambda} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \cdot \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) = \left(\frac{1}{[n(\lambda) - 1] \cdot f(\lambda)} \right) \cdot \left(\frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (51)$$

Úpravou je dosaženo tvaru

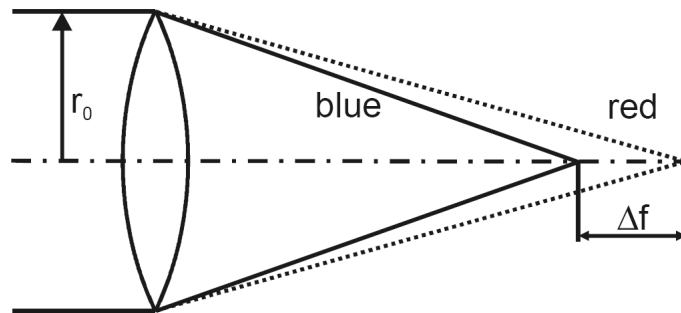
$$\Delta f = -f(\lambda)^2 \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{f(\lambda)} \right) \cdot \Delta\lambda = \frac{f(\lambda)}{[n(\lambda) - 1]} \cdot \left(-\frac{dn}{d\lambda} \right) \cdot \Delta\lambda. \quad (52)$$

Při znalosti spektrální šířky $\Delta\lambda$ laserového pulzu a disperzní závislosti $\frac{dn}{d\lambda}$ daného materiálu je možné spočítat zvětšenou šířku ohniska Δf . Jelikož je častěji známa délka pulzu τ_p , bude praktičtější využívat této veličiny namísto spektrální šířky $\Delta\lambda$. Ze vztahu

$$\Delta\lambda \cdot \tau_p = \frac{2 \ln 2 \cdot \lambda^2}{\pi \cdot c} \quad (53)$$

mezi délkou pulzu a šířkou spektra, který platí pro gaussovské pulzy, je možné odvodit vzorec pro rozšíření šířky ohniska

$$\Delta f = \frac{2 \ln 2}{\pi \cdot c} \cdot \frac{f(\lambda) \cdot \lambda^2}{[n(\lambda) - 1] \cdot \tau_p} \cdot \left(-\frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (54)$$



Obr. 6 Chromatická aberace – každá z barev je fokusována do jiného ohniska. Ohnisková vzdálenost klesá s vlnovou délkou vlivem rostoucího indexu lomu (normální disperze) [42]

Dalším efektem spojeným s disperzí je deformace čela vlny [42]. Na rozdíl od předchozích závisí čistě jen na vlastnostech čočky. Se zavedením disperze automaticky přichází rozladění fázové a grupové rychlosti. Fázová rychlost v_ϕ je definována

pomocí indexu lomu $n(\lambda)$ jako

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\lambda)}, \quad (55)$$

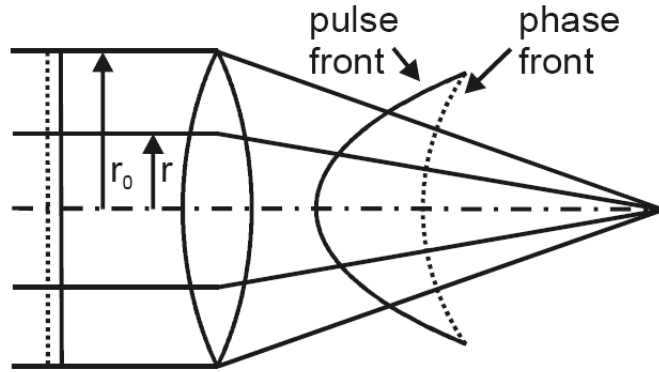
kdežto grupová rychlost v_g je dána převrácenou hodnotou derivace

$$v_g = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)^{-1} = \frac{c}{n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}. \quad (56)$$

Porovnáním vztahů (55) a (56) je patrné, že pro normální disperzi je fázová rychlost vyšší než grupová. Z toho tedy vyplývá, že čelo pulzu je zpožděno za čelem fázové plochy (viz Obr. 7). Tento jev se nazývá rozdíl času šíření⁵. Rozdíl času šíření závisí na délce dráhy šíření pulzu v materiálu, tzn. čím tlustším sklem musí pulz projít, tím později dorazí jeho čelo. PTD je tedy větší uprostřed konvexní čočky než na jejích okrajích. Tvar čela pulsu v ohniskové rovině je konvexní. Konkávním se stává ve vzdálenosti ΔL za ohniskem. V této rovině má fázová plocha poloměr křivosti ΔL , který je dán vztahem

$$\Delta L = \frac{f(\lambda)}{[n(\lambda) - 1]} \cdot \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (57)$$

Vzdálenost ΔL je definována pouze parametry čočky a je tudíž nezávislá na délce pulsu τ_p .



Obr. 7 Zpoždění čela pulzu za čelem fázové plochy vlivem radiálně závislé PTD [42]

Výpočet rozdílu času šíření $\Delta t(r)$ mezi čely pulzu a fázové plochy čočkou o tloušťce $L(r)$ je možné provést následovně [42]

$$\Delta t(r) = \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_\phi} \right) \cdot L(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2c} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \cdot \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (58)$$

⁵z angl. propagation time difference (PTD)

přičemž první závorku lze upravit na

$$\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_\phi} = -\frac{\lambda}{c} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (59)$$

Praktičtější tvar, který váže grupové a fázové zpoždění s chromatickými vlastnostmi použité čočky, je možné získat kombinací se vztahem pro výpočet ohniskové vzdálenosti

$$\Delta t(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2c[n(\lambda) - 1] \cdot f(\lambda)} \cdot \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda}\right) = \frac{r_0^2 - r^2}{2c \cdot f(\lambda)^2} \cdot \left(\lambda \frac{df}{d\lambda}\right). \quad (60)$$

Pro praxi je možná ještě důležitější rozdíl grupového zpoždění mezi středem a okrajem čočky, tím je totiž možné stanovit časové rozšíření pulzu [42] v ohniskové rovině. Vztah nabývá tvaru

$$\Delta t_g(r_0) \equiv \Delta t(r_0) - \Delta t(r=0) = \frac{r_0^2}{2c[n(\lambda) - 1] \cdot f(\lambda)} \cdot \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda}\right) = \frac{r_0^2}{2c \cdot f(\lambda)^2} \cdot \left(\lambda \frac{df}{d\lambda}\right). \quad (61)$$

Jak je vidět, tento efekt stejně jako GVD přispěje k časovému rozšíření pulzu v ohniskové rovině, bylo by tudíž zajímavé zjistit, který z těchto efektů bude hrát dominantní roli. K tomuto účelu poslouží výpočet poměru PTD/GVD, který se stanoví pomocí prvních a druhých derivací indexu lomu. Při odvození výpočtu bude brán zřetel na to, aby výsledky platily zejména pro pulzy o délkách 100 fs a kratší, u kterých je rozšíření pulzu vlivem GVD nejzřetelnější. Prodloužená doba pulzu [42] bude mít velikost

$$\tau_{\text{GVD}}(r) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \cdot L(r) = \frac{r_0^2 - r^2}{2c} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \cdot \left(\lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2}\right) \cdot \Delta\lambda, \quad (62)$$

přičemž vztah platí pouze pro nechirpované pulzy. Nyní je možné vyjádřit hledaný poměr

$$\frac{\text{PTD}}{\text{GVD}} = \frac{\Delta t}{\tau_{\text{GVD}}} = \frac{1}{\Delta\lambda} \cdot \frac{dn/d\lambda}{d^2n/d\lambda^2}. \quad (63)$$

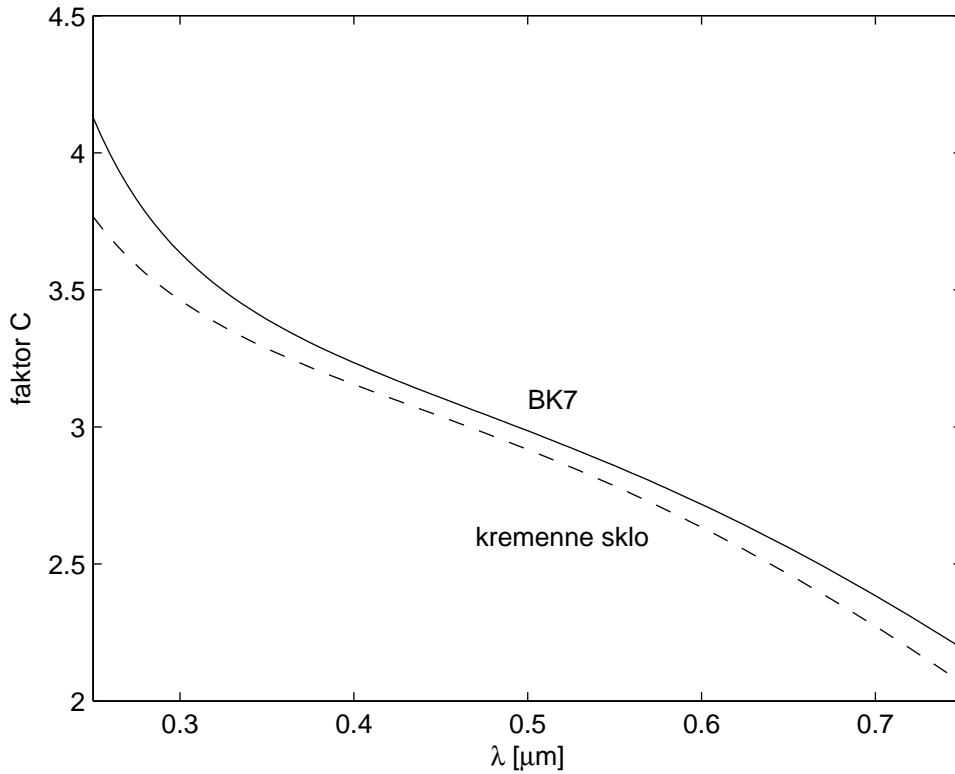
Vztah nezávisí na geometrii, nýbrž pouze na materiálových parametrech. Pro kvantifikaci tohoto poměru je nutné znát vztah mezi první a druhou derivací v předchozí rovnici. Ze Sellmeierova vztahu pro vysoce propustnou oblast materiálu platí

$$\frac{d^2n}{d\lambda^2} = -\frac{C}{\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (64)$$

kde konstanta C je typická pro daný materiál a je řádově rovná jedné (viz *Obr. 8*). Kombinací předešlých vztahů je odvozen poměr

$$\frac{\text{PTD}}{\text{GVD}} = \left| \frac{\Delta t}{\tau_{\text{GVD}}} \right| = \frac{\pi}{2 \ln 2 \cdot C} \cdot c \frac{\tau_p}{\lambda} \approx c \frac{\tau_p}{\lambda}, \quad (65)$$

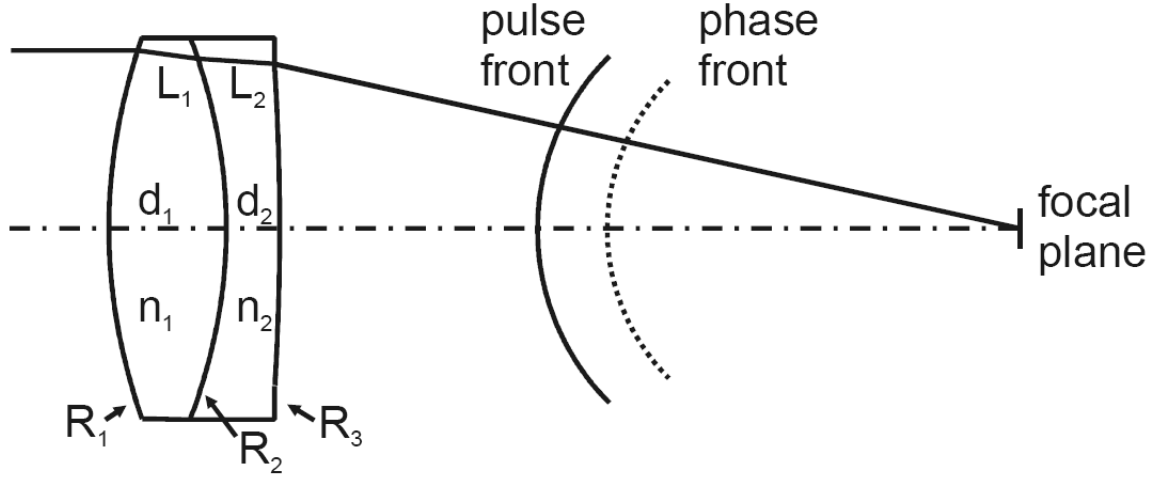
kde $\frac{\pi}{2 \ln 2 \cdot C} \approx 1$, c je rychlost světla ve vakuu, λ centrální vlnová délka a τ_p doba pulzu. PTD se zvyšuje s prodlužující se délkou pulzu a zkracováním střední vlnové délky. Pro představu pro 100fs pulz o centrální vlnové délce 800 nm bude PTD o řád vyšší než GVD.



Obr. 8 Závislost faktoru C na vlnové délce

Jak je vidět z předchozího textu, jediná konvexní čočka nabízí pouze velice slabé fokusační vlastnosti v porovnání s ideálním zaostřením. Chromatická aberace zvětšuje ohniskovou oblast, PTD deformuje čelo pulzu a společně s GVD způsobuje prodloužení délky pulzu. Vzhledem k cíli dosažení vysoké intenzity v ohniskové rovině je žádoucí přijít s řešením, které kompenzuje alespoň některý ze zmíněných efektů.

Jako první řešení se jeví potlačení chromatické aberace pomocí achromatického dubletu. Využitím achromatického dubletu je možné zúžit ohniskovou oblast, aby se více blížila podmínkám minimalizace velikosti ozářené plošky, a tím získat vyšší intenzitu v ohniskové rovině. Dále je možné ovlivňovat PTD, který je taktéž vázán na chromatické vlastnosti použité čočky.



Obr. 9 Achromatický dublet – čelo pulzu se šíří s konstantním zpožděním za čelem fázové plochy a je ploché v ohniskové rovině [42]

Achromatický dublet je kombinací dvou čoček vyrobených z rozdílných druhů skel. Všechny paprsky jdoucí tímto systémem pak mají stejnou optickou dráhu. Ohnisková vzdálenost achromatického dubletu je

$$\frac{1}{f(\lambda)} = [n_1(\lambda) - 1] \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + [n_2(\lambda) - 1] \cdot \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3} \right). \quad (66)$$

Parametry dubletu R_1, R_2, R_3, n_1 a n_2 jsou zvoleny tak, aby platilo

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{f(\lambda)} \right) = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \cdot \left(\frac{dn_1}{d\lambda} \right) + \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3} \right) \cdot \left(\frac{dn_2}{d\lambda} \right) = 0, \quad (67)$$

tím je dosaženo $\Delta f = 0$ přesně podle požadavku. Taktéž vymizí radiálně závislá PTD. Fázová rychlost v_ϕ je stejně jako v případě jedné čočky s normální disperzí vyšší než grupová rychlost v_g , nicméně zpoždění čela pulzu je konstantní za čelem fázové plochy (viz Obr. 9). Pro výpočet tohoto zpoždění bude zavedena centrální tloušťka $d_j = L_j(r = 0)$, pro kterou je vyjádřen vztah

$$L_j(r) = d_j - \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R_j} - \frac{1}{R_{j+1}} \right), \quad (68)$$

kde $j = 1, 2$. PTD pulzu a čela fázové plochy je pak

$$\Delta t(r) = \frac{L_1(r)}{c} \cdot \left(-\lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) + \frac{L_2(r)}{c} \cdot \left(-\lambda \frac{dn_2}{d\lambda} \right) \quad (69)$$

a dosazením parametrů dubletu je konstantní zpoždění mezi čelem fázové plochy a čelem pulzu [42]

$$\Delta t_{\text{dublet}} = \frac{d_1}{c} \left(-\lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) + \frac{d_2}{c} \left(-\lambda \frac{dn_2}{d\lambda} \right). \quad (70)$$

Achromatický dublet tedy fokusuje všechny barvy určitého spektrálního rozsahu do jedné ohniskové roviny. PTD je konstantní v celém průřezu, což brání deformaci čela pulzu a vede na plochý pulz v oblasti ohniskové roviny. GVD je taktéž konstantní v celém průřezu z důvodu stejné optické dráhy všech paprsků. Tudíž GVD může být kompenzována externím předchirpováním laserového pulzu.

Teorie prezentovaná v této kapitole platí pouze v paraxiální aproximaci. Zanedbány byly paprskové vady a difrakční jevy. Poněvadž se v praxi používají systémy s vysokou numerickou aperturou a také systémy komplexnější než dublety, je třeba zavést rigoróznější přístup, který je prezentován v kapitole 1.3 Fourierovská optika.

1.4.2 Nelineární jevy

V době před sestrojením laseru byly optické materiály považovány za lineární. Tento předpoklad má ovšem dalekosáhlé důsledky. Mezi ně patří nezávislost indexu lomu a absorpčního koeficientu na intenzitě záření. Platí princip superpozice, frekvence záření se nemění při jeho šíření médiiem a dvě různá optická pole se nemohou navzájem ovlivňovat – světlo není možné ovládat světlem [33].

V 60. letech bylo vynálezem laseru umožněno provádět experimenty při mnohem vyšších intenzitách než bylo do té doby možné. Experimenty ukázaly, že index lomu a potažmo rychlost světla v médiu jsou v nelineárním optickém médiu závislé na velikosti intenzity elektrického pole. Dále bylo zjištěno, že princip superpozice je v nelineárních prostředích narušen, frekvenci záření je možné měnit jeho šířením skrze prostředí vykazující nelinearitu a že světlo je možné ovlivňovat světlem. Nelinearita není vlastností světla samého, ale prostředí, kterým prochází. To znamená, že například světlem je možné ovládat světlo pouze prostřednictvím nějakého prostředí vykazujícího nelineární vlastnosti. Ve vakuu tedy k nelineárním jevům nedochází.

Lineární prostředí je popsáno lineárním vztahem mezi polarizací \mathcal{P} a intenzitou elektrického pole \mathcal{E} [33]

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \chi \mathcal{E}, \quad (71)$$

kde ε_0 je permitivita vakua a χ je susceptibilita média. Nelinearita může být mikroskopického, nebo makroskopického původu. Elektrická polarizace se vypočítá jako součin mikroskopických dipólových momentů p a jejich objemové hustoty N

$$\mathcal{P} = Np. \quad (72)$$

Nelineární chování může způsobovat jak p , tak N .

Relace mezi polarizací \mathcal{P} a intenzitou elektrického pole \mathcal{E} je lineární pro malou hodnotu \mathcal{E} . Nelineární chování se projeví, pokud hodnoty intenzity elektrického pole \mathcal{E} začnou být srovnatelné s meziatomovými elektrickými silami, tedy řádově 10^5 V/m – 10^8 V/m.

Pro nelineární prostředí se vztah mezi polarizací \mathcal{P} a intenzitou elektrického pole \mathcal{E} ve tvaru [33]

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \left(\chi \mathcal{E} + \chi^{(2)} \mathcal{E}^2 + \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 \right), \quad (73)$$

kde se berou v úvahu nelineární efekty pouze druhého a třetího řádu. Pro jednoduchost tato rovnice nebere v úvahu disperzi, nehomogenitu a anizotropii prostředí.

Pokud se polarizace prostředí vyjádří jako

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \chi \mathcal{E} + \mathcal{P}_{\text{NL}}, \quad (74)$$

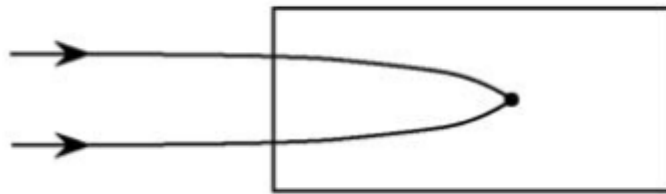
kde

$$\mathcal{P}_{\text{NL}} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(2)} \mathcal{E}^2 + \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 + \dots \right), \quad (75)$$

pak vlnová rovnice pro intenzitu elektrického pole v nelineárním prostředí [33] nabývá tvaru

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2}.$$

Nelineární optika popisuje velké množství jevů. Například frekvenční konverzi, parametrické zesílení, parametrické oscilace a mnoho dalších. Mezi jevy, které způsobují komplikace při návrhu transportního teleskopu, patří samofokusace [6, 7], to je nelineární soustředění výkonu elektromagnetického pole. Schematické znázornění samofokusace je na *Obr. 10*.



Obr. 10 Schematické znázornění samofokusace svazku v materiálu [6]

Samofokusace způsobuje několik problémů. Limituje shora výkon přenášený optickým materiálem aniž by došlo k jeho poškození. A samozřejmě ovlivňuje vlastnosti optického systému z pohledu geometrické optiky.

Příčina samofokusace je v indexu lomu závislejícím na intenzitě dopadajícího záření, např. podle [6] je nelineární index lomu

$$n = n_0 + n_2 \langle \tilde{E}^2 \rangle. \quad (76)$$

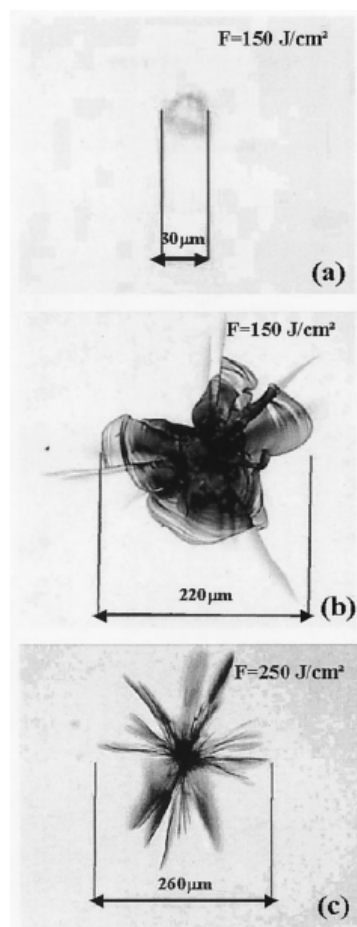
Index lomu závislý na intenzitě světla nevykazují pouze optické materiály v pevné fázi, ale také plyny [47] (viz *Tab. 2*), které obklopují optické komponenty transportního teleskopu. Z předcházejícího tedy vyplývá, že samofokusaci je možné omezit snížením intenzity elektrického pole, což v prezentovaném případě není cílem, anebo, opět jako v případě disperze, evakuováním prostoru, v němž jsou rozmístěny optické prvky.

Tab. 2 Nelineární indexy lomu vybraných plynů [47]

Nonlinear Refractive Index γ (300 K)		
Gas	λ(nm)	γ (10^{-22} m²/W)
<i>Noble gases</i>		
He	694.3	0.014
Ne	694.3	0.006
Ar	248.4	0.29 ± 0.10
	694.3	0.25
<i>Other gases</i>		
H ₂	694.3	0.21
D ₂	694.3	0.21
O ₂	248.4	3.0 ± 0.3
	694.3	0.21
N ₂	248.4	0.76 ± 0.26
	694.3	0.21
CO ₂	248.4	0.32
	694.3	1.1
CH ₄	248.4	1.1 ± 0.4
	694.3	0.47

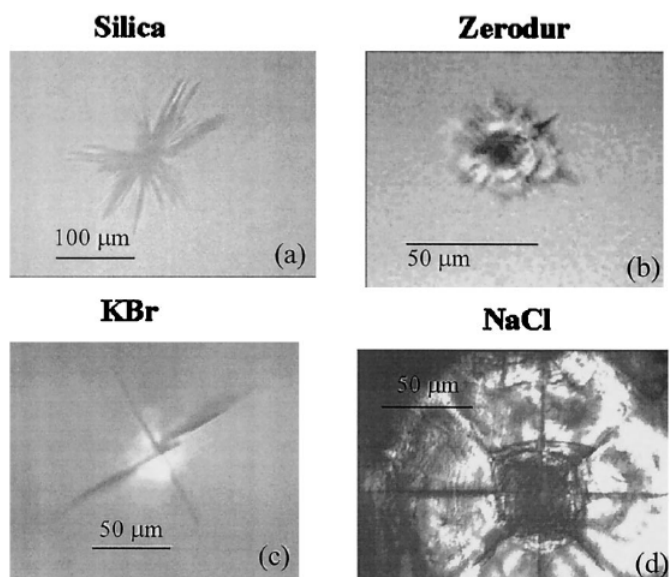
1.4.3 Laserem indukovaná poškození optických materiálů

Do pojmu laserem indukovaná poškození⁶ [5, 48] optických materiálů se zahrnují trvalá poškození na povrchu nebo uvnitř optického materiálu zapříčiněné tavením, ablací, elektrickým průrazem a dalšími mechanismy v důsledku exponování těchto materiálů vysokou intenzitou laserového záření. Na *Obr. 11* jsou ukázky různé morfologie proražení [27] poškozených oblastí materiálu SiO₂, a to a) na jeho frontálním povrchu, b) zadním povrchu a c) uvnitř materiálu. *Obr. 12* dále prezentuje odlišnosti morfologií poškození různých optických materiálů.

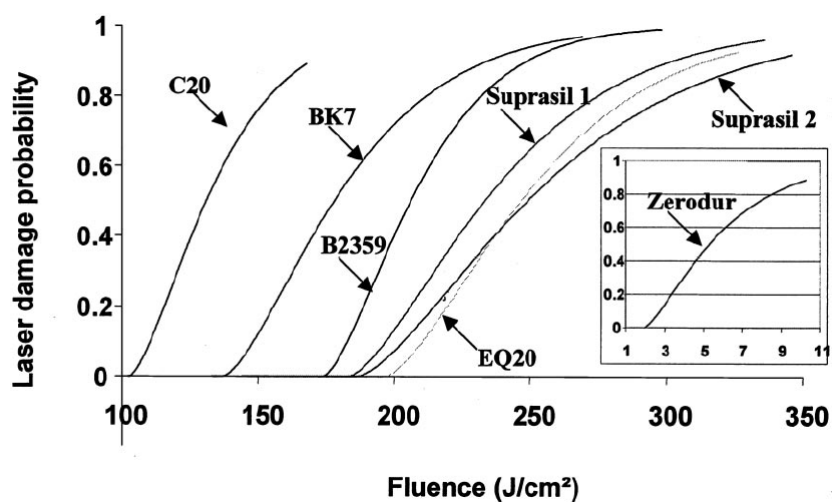


Obr. 11 Laserem poškozené oblasti a) na frontálním povrchu, b) na zadním povrchu a c) uvnitř materiálu [27]

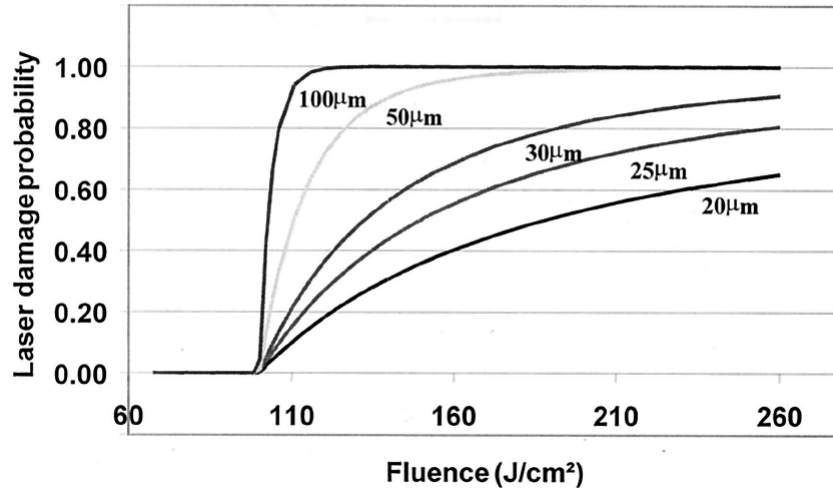
⁶Laser induced damage - LID



Obr. 12 Morfologie poškození krystalických a amorfních materiálů způsobeného vysokými hodnotami plošné hustoty energie [27]



Obr. 13 Křivky závislosti pravděpodobnosti vzniku LID na plošné hustotě energie pro různé optické materiály (při průměru ozářené plošky $L=25 \mu\text{m}$) [27]



Obr. 14 Křivky závislosti pravděpodobnosti vzniku LID na plošné hustotě energie při různých průměrech ozářené plošky [27]

Existují tři hlavní třídy mechanismů [48], kterými mohou poškození optických materiálů vznikat. Nejdříve to jsou termální procesy způsobené absorpcí energie laseru v materiálu. Týkají se hlavně kontinuálních laserů, pulzních laserů s dlouhou délkou pulzu a laserů s vysokou opakovací frekvencí. Dále to jsou dielektrické procesy, které vznikají za působení elektrických polí o vysokých hodnotách, které jsou schopny vytrhnout elektron z krystalové mříže. Tyto procesy vznikají, pokud je použito dostatečně krátkého pulzu způsobujícího lavinovou ionizaci. Zároveň musí být termální absorpce nízká natolik, aby práh lavinové ionizace byl pod termálním prahem. Poslední mechanismus je možné považovat za speciální případ dielektrického procesu. Jedná se o multifotonovou ionizaci. K tomuto procesu dochází, pokud je materiál vystaven tak vysokým energiím, že elektron vytržený z krystalové mříže absorpcí více fotonů je přímo excitován na vyšší hladinu. Multifotonovou ionizaci pozorujeme při aplikaci femtosekundových pulzů. Poškození mohou vznikat přispěním jednoho mechanismu nebo souhrou všech.

Práh poškození laserovým zářením⁷ je definován jako plošná hustota energie nebo intenzita ozáření, která způsobí trvalé poškození materiálu laserovým zářením. Původně byla tato hodnota stanovena jako průměr mezi nejvyšší hustotou energie nebo intenzitou ozáření, která nezpůsobila poškození a nejnižší hustotou energie nebo intenzitou ozáření, která poškození způsobila. Nejnovější definice stanovuje LDT na hustotu energie nebo intenzitu ozáření, kdy pravděpodobnost poškození klesne k nule. Ovšem ve většině případů je tyto hodnoty možné považovat za téměř ekvivalentní. V grafu na Obr. 13 jsou vyneseny hodnoty pravděpodobnosti vzniku LID pro různé optické materiály (velikost průměru ozářené plošky použitého laseru $L = 25 \mu\text{m}$). Na Obr. 14

⁷Laser (Induced) Damage Threshold - L(I)DT

je dále ukázáno, jak právě velikost průměru ozářené plošky ovlivní pravděpodobnost poškození materiálu.

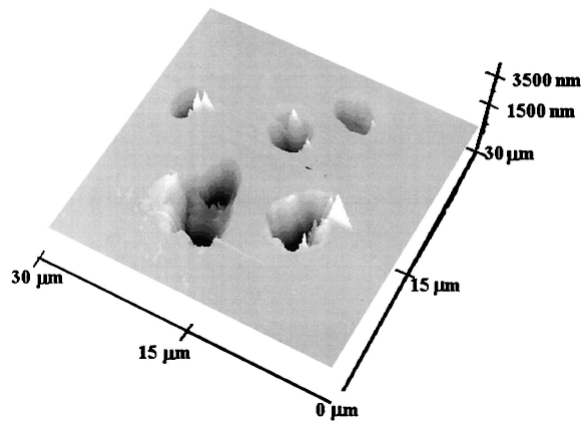
LDT je udáváno většinou na povrchu nebo na rozhraní optických materiálů. Důvodem je častější výskyt defektů a nečistot v těchto oblastech, které způsobují, že poškození nastane s energiemi o řád nižšími než v oblastech jiných. I po více než 40 letech intenzivního výzkumu v této oblasti nebyl stanoven přesný matematický vztah, který by provázal hodnoty popisující vlastnosti materiálu a použitého laseru s LDT. LDT je ovlivněno frekvencí laseru, délkou pulzu, tvarem pulzu [18], teplotou, vlastnostmi růstu materiálu a mnohými dalšími. Pro jednoduchý odhad, zda-li může dojít k poškození určitou plošnou hustotou energie záření E_d , se užívá vztahu [5]

$$E_d \left[\text{J/cm}^2 \right] = 10\sqrt{\tau_p} \quad (77)$$

s délkou pulzu τ_p v nanosekundách. Skutečné hodnoty plošných hustot energie záření, způsobujících poškození materiálu, se mohou od tohoto odhadu řádově odlišovat. Pro přesné stanovení LDT je tedy nutné využít experimentálních přístupů.

Pro experimentální zjištění LDT se využívají 4 základní metody [21], které se označují 1:1, S:1, R:1 a N:1. Materiál může být vystaven jedné hodnotě hustoty energie (jednomu pulzu), jedné hodnotě hustoty energie přes více pulzů (typicky 600), více hodnotám hustoty energie ve schodovité funkci přes více pulzů (typicky 600) nebo více hodnotám hustoty energie ve schodovité posloupnosti přes malý počet pulzů (typicky 5–10). Znalost LDT za určitých podmínek příliš neulehčí predikci LDT za podmínek jiných. Akumulace více pulzů snižuje hodnotu LDT.

Vysoké hustoty energie laseru použitého v projektu ELI nepochybně zkomplikují návrh a použití tenkých vrstev (dobře využitelná metoda pozorování poškození tenké vrstvy je např. AFM, viz *Obr. 10*) nanosených na použitých zrcadlech, a to z několika hledisek. Nejenže bude složité taková zrcadla vyrobit, ale také je nainstalovat a poté jejich povrch udržovat v absolutní čistotě. Při instalaci bude nutné vyvarovat se poškrábání povrchu [31] zrcadel, jelikož mohou způsobit značné snížení LDT a následnou evaporaci odrážející vrstvy. Nečistoty, včetně mikroskopických [28], také podstatným způsobem snižují LDT a mohou taktéž vést ke zničení zrcadel vysokou intenzitou elektrického pole. Evakuace prostoru s optickými komponenty řeší tyto problémy jen částečně. Pro zvýšení LDT bude nutné využít dalších značně sofistikovanějších přístupů, např. viz [52]. Řešením by mohlo být vytvoření speciálních fotonických struktur [22], které budou potlačovat šíření povrchových plazmonů o frekvenci $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda}$. Fotonická struktura by excitací termálně stimulované plazmonové emise taktéž pomáhala z povrchu zrcadla odstraňovat teplo získané absorpcí energie elektromagnetického pole.



Obr. 15 Morfologie poškození tenké vrstvy SiO₂ pozorovaná pomocí AFM⁸ [25]

1.5 Optické systémy

Jak bylo v předchozím textu zmíněno, vzhledem k mnoha jevům komplikujícím návrh optických systémů zpracovávajících záření vysokoenergetických pulzních laserů, bude poměrně silně limitován výběr optických komponent. Vzhledem k problémům disperze, samofokusace a LID se nabízí využití dostatečně odolných odrazných ploch. Diskutována bude možnost užití méně konvenčních parabolických off-axis zrcadel a jejich následná implementace do transportního teleskopu.

1.5.1 Off-axis paraboly

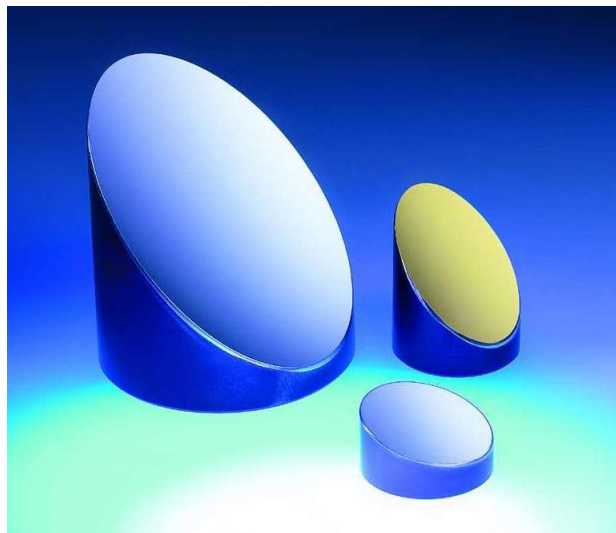
Off-axis parabola [41] je sekčí z větší mateřské paraboly, která vznikne jejím ořezáním, a to doslovným mechanickým nebo využitím vhodné konfigurace optického systému. Příklad běžně dostupných off-axis parabol je vidět na snímku z katalogu společnosti Edmund Optics [1] (viz Obr. 16). Následuje Obr. 17 z téhož katalogu, na kterém je zachycena souvislost mezi katalogovými parametry a samotnou parabolou včetně montážních desek.

Vlastností parabolického zrcadla je, že body z nekonečna zobrazuje do svého ohniska bez sférické aberace. Inverzně lze pak parabolického zrcadla využít jako kolimátoru pro bodový zdroj světla. V praxi je možné se setkat s tím, že některé optické komponenty stíněním brání v chodu paprsků. V těchto případech je vhodné využití právě off-axis komponentů. Kromě zmíněných kolimátorů se off-axis parabolická zrcadla

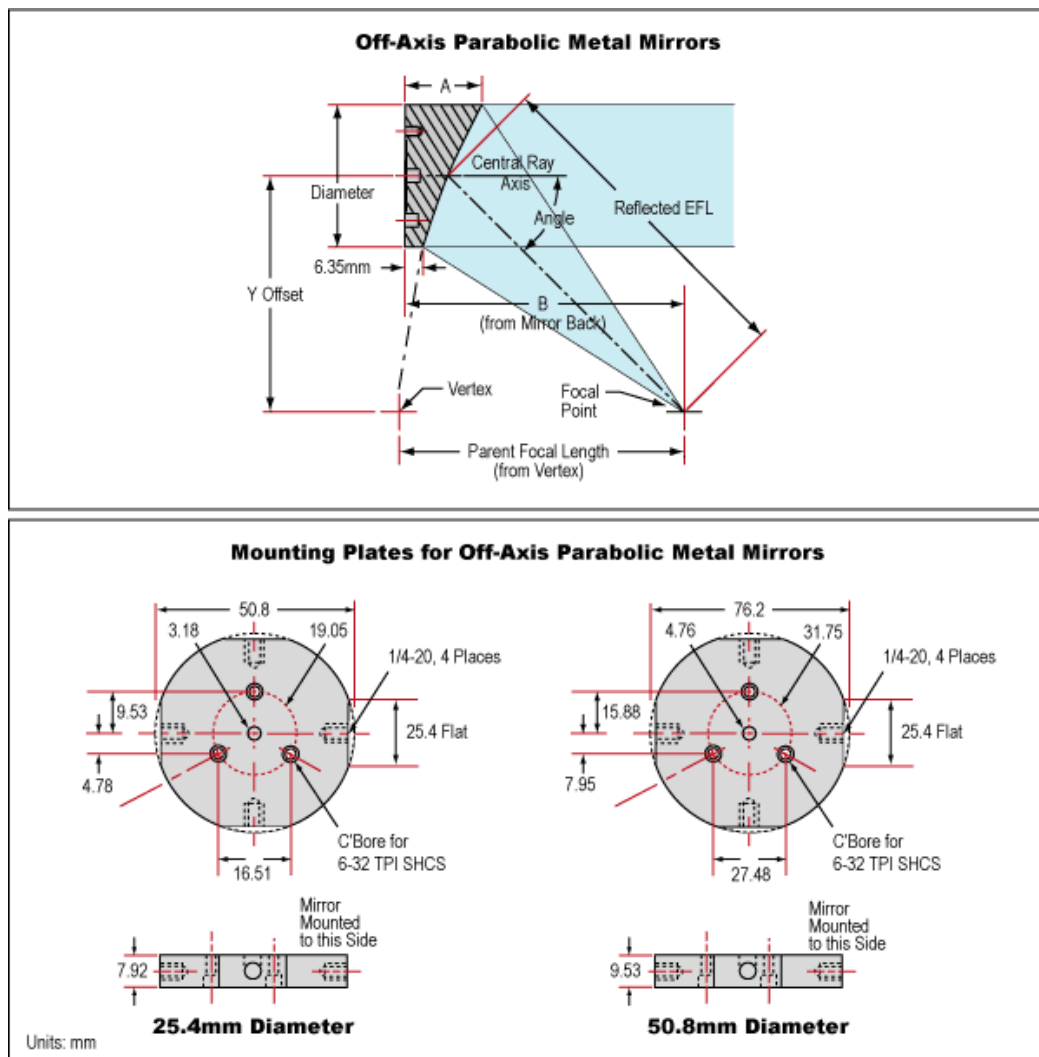
⁸Atomic force microscopy

využívají například pro spektroskopy, radiometry, rozšiřovače svazků, astroteleskopy, zařízení pro solární astrofyziku [8, 9] a další. Použití off-axis zrcadla samozřejmě přináší i další výhody, jako jsou například zmenšení velikosti optického systému a snížení jeho hmotnosti, které vedou k nižší celkové ceně systému. Mezi nevýhody patří hlavně vysoké nároky na přesnost justáže.

Typickými materiály pro výrobu těchto zrcadel jsou LK-5, Zerodur, SiO_2 a BK7. Pro tenké vrstvy komerčně dostupných zrcadel se většinou využívá $\text{Al} + \text{SiO}_2$, zlato, případně stříbro. Vzhledem k vysoké plošné hodnotě hustoty energie pulzního laseru bude třeba pro odrazné plochy využít materiálů s mnohem větším LDT než je u těchto kovů možné, nejspíše vysoce odolných dielektrických vrstev. Ohniskové vzdálenosti sériově produkováných off-axis zrcadel se pohybují do hodnoty 12 m a průměry do 500 mm.



Obr. 16 Off-axis parabolická zrcadla ze sortimentu společnosti Edmund Optics [1]



Obr. 17 Schéma znázorňující parametry off-axis parabolických zrcadel a jejich montážních desek [1]

1.5.2 Návrh transportního teleskopu

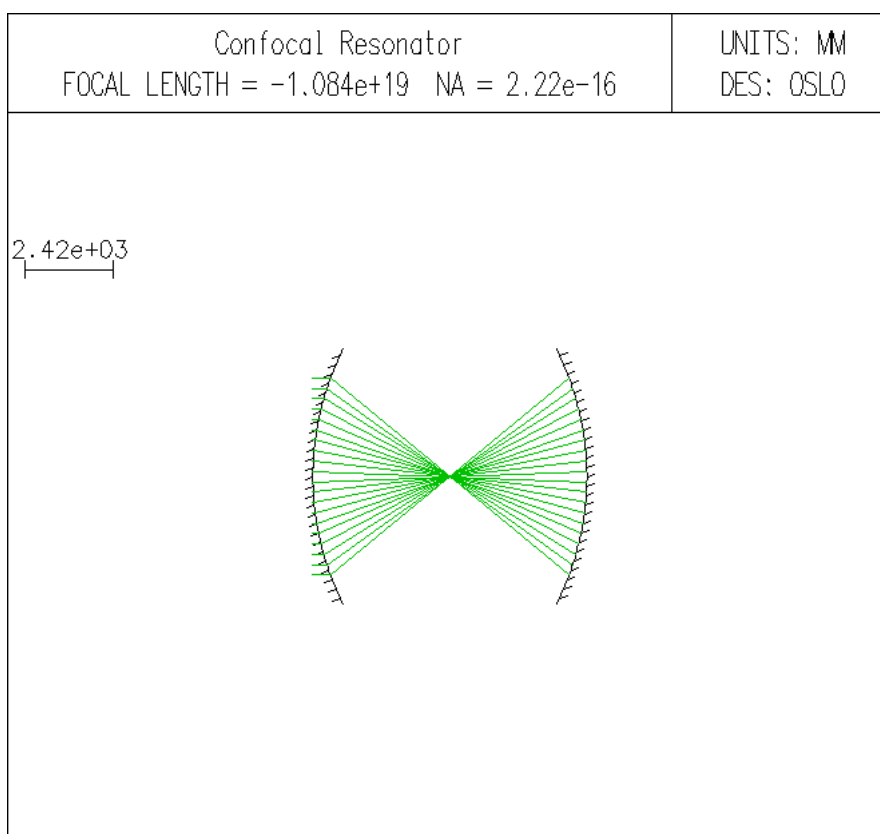
Při návrhu transportního teleskopu se vychází z konfokálního parabolického rezonátoru [16] (viz Obr. 18). Vzdálenost mezi vertexy parabolických zrcadel tedy odpovídá poloměru křivosti r (dvojnásobku ohniskové vzdálenosti f) parabolických zrcadel. Aby soustava fungovala jako teleskop, je nutné odstranit obstrukci, kterou paprskům klade levé zrcadlo. Z levého zrcadla je využita jeho dolní část a z pravého horní část. Pro navrácení paprsků do původní výšky je nutné přidat další část soustavy, která je osově symetrická s první. Zrcadla jsou označena ve směru chodu paprsků M1 až M4. Zleva doprava tedy M2, M1, M4 a M3. Schéma transportního teleskopu je možné nalézt na Obr. 19.

Jedná se pouze o principiální návrh teleskopu, proto mezi zrcadly M1 a M4 není zavedena mezera, kterou bude tvořit montáž zrcadel. Tuto mezeru bude nutné v prak-

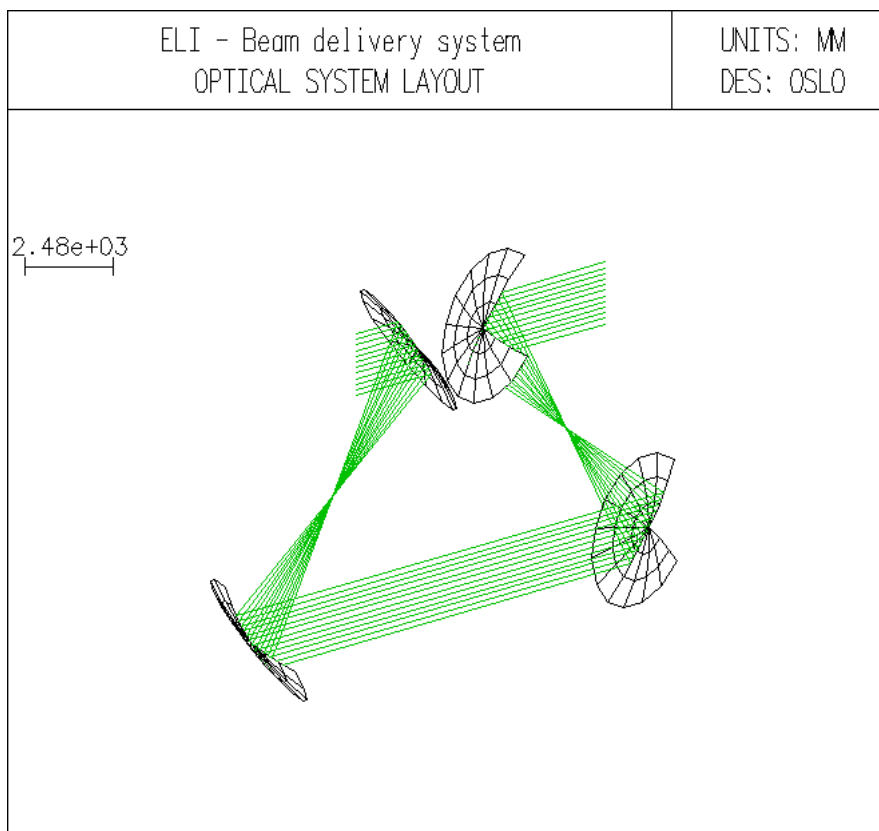
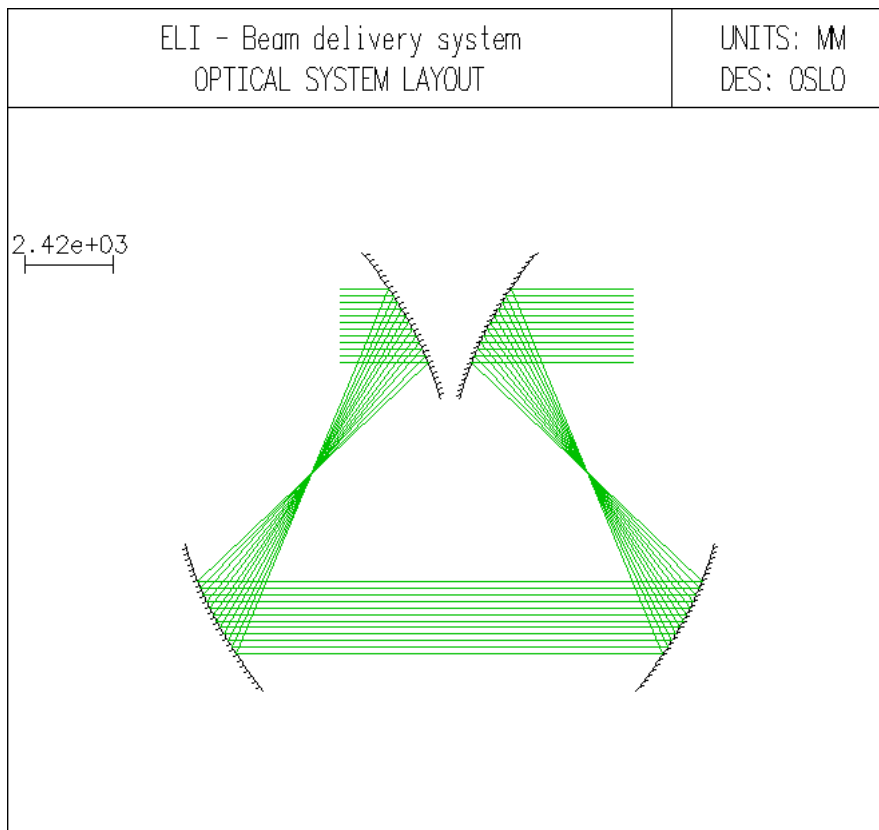
tickém provedení korigovat například pomocí nastavení poloměrů křivosti zrcadel. V principiálním návrhu se uvažuje, že vzdálenost mezi M2 a M3 je rovna čtyřnásobku ohniskových vzdáleností použitých zrcadel

$$|M_2M_3| = d = 2r = 4f. \quad (78)$$

Parametry transportního teleskopu prezentovaného v této práci budou vždy provázány vztahem (78), proto bude stačit uvést vždy jen jeden z nich. Všechna zrcadla mají v tomto návrhu totožné geometrické charakteristiky. Chování teleskopu je z hlediska paraxiální geometrické optiky zcela nezávislé na vzdálenosti zrcadel d . Avšak lze očekávat, že při přenášení svazků na této vzdálenosti záviset bude.



Obr. 18 Konfokální rezonátor s parabolickými zrcadly



Obr. 19 Schéma transportního teleskopu a jeho drátový model

2 Přehled použitého simulačního softwaru

V této kapitole bude prezentován program OSLO, nástrojový balíček LightPipes, programy GLAD a LightTrans VirtualLab. Základním problémem, který je nutné řešit, je šíření svazků volným prostorem. Budou tedy popsány numerické metody, kterých jednotlivé programy využívají pro realizaci simulace šíření svazku volným prostorem.

2.1 OSLO

Název tohoto softwaru vychází ze zkratky Optics Software for Layout and Optimization of optical systems [2]. OSLO se primárně využívá ke stanovení optimálních velikostí a tvarů elementů v optických systémech, jakými mohou být například fotoaparáty, spotřební produkty, komunikační systémy, kosmické aplikace, vědecké přístroje atd. OSLO je možné využít pro stanovení vlastností navržených systémů a vytvářet další specializované podprogramy pro práci s nimi. NASA poskytla k volnému šíření softwarovou sadu, která umožňuje komunikaci mezi programy OSLO a MATLAB, je tudíž možné vytvářet daleko komplexnější a specializovanější simulační programy.

Bez přidání programových balíčků je OSLO typickým příkladem tzv. ray tracingového softwaru. Řešení optických soustav probíhá v rámci geometrické optiky využitím šíření paprsků jednotlivými elementy. Nicméně je zde možnost nechat soustavou šířit také gaussovský svazek. Je na výběr mezi šířením paraxiálního a astigmatického⁹ gaussovského svazku. Výsledkem simulace je tabulka obsahující pološířky svazku $w(z)$ ve vstupní a výstupní rovině a také poloměr křivosti vlnoploch v těchto rovinách.

Pomocí tohoto přiblížení je realizována základní simulace volného šíření svazku. Výsledky budou později porovnány s těmi, které se získají využitím ostatních studovaných programů.

⁹Astigmatický svazek má různé šířky pasu ve dvou ortogonálních řezech, typicky je pološířka pasu vyjádřena v ose x a na ní kolmé ose y .

2.2 LightPipes

LightPipes je sada softwarových nástrojů pro simulaci šíření, difrakce a interference koherentního světla [3]. Algoritmy jsou založeny na skalární teorii difrakce. Sada zahrnuje modely šíření, které jsou založeny na spektrální analýze, rychlé Fourierově transformaci a FDTD¹⁰ metodě. Dále jsou zde obsaženy speciální nástroje pro šíření svazku čočkami, simulace jakýchkoliv kombinací Zernikeho aberací a analýzu módů v laserových rezonátorech. Využitím LightPipes je také možné simulovat interferometry a vlnovody, včetně těch, které využívají prostředí s nehomogenním indexem lomu (např. GRIN¹¹).

LightPipes využívá jednoduchých a logicky pojmenovaných příkazů, podobných těm, které obsahuje například MATLAB. Největší výhodou je právě to, že LightPipes je implementován do prostředí MATLAB [34, 44]. Tím je umožněno LightPipes propojovat s dalšími příkazy používanými v tomto prostředí a přednastavené algoritmy různě modifikovat dle konkrétní potřeby.

LightPipes využívá 4 různé numerické metody, které lze využít pro simulaci šíření svazku volným prostorem.

2.2.1 LPForvard – spektrální metoda

Předpokládejme vlnovou funkci U ve dvou rovinách $U(x, y, 0)$ a $U(x, y, z)$, kde $U(x, y, z)$ je výsledkem šíření $U(x, y, 0)$ do vzdálenosti z . Fourierova transformace těchto vlnových funkcí je dána jako $A(x, y, z)$, respektive $A(x, y, 0)$. Ve Fresnelově aproximaci je Fourierova transformace difraktované vlny vztažena k Fourierově transformaci původní vlnové funkce přes frekvenční přenosovou charakteristiku volného prostoru [43]

$$H = \frac{A(\alpha, \beta, z)}{A(\alpha, \beta, 0)} = \exp \left[-jkz \left(1 - \alpha^2 - \beta^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (79)$$

kde

$$A(\alpha, \beta, 0) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y, 0) \exp[-jk(\alpha x + \beta y)] dx dy \quad (80)$$

a

$$A(\alpha, \beta, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z) \exp[-jk(\alpha x + \beta y)] dx dy. \quad (81)$$

¹⁰Finite-Difference Time Domain

¹¹Gradient index

Výrazy poskytují symetrickou relaci mezi počáteční a difraktovanou vlnovou funkcí ve Fresnelově aproximaci. Aplikovány v pořadí (80), (79) a (81) dávají výsledek difraktované vlny, v pořadí opačném jsme z výsledné vlnové rovnice schopni rekonstruovat počáteční.

Popsaný algoritmus může být implementován využitím rychlé Fourierovy transformace – FFT – na síť konečných rozměrů s periodickými hraničními podmínkami. To dává model v podobě rektangulárního vlnovodu s reflexními stěnami. Pro simulaci volného prostoru musí být vytvořeny prázdné ochranné pásy kolem vlnové funkce definované na síti. Jinými slovy, intenzita na hranicích musí být nekonečně malá, jinak existuje riziko vzniku interferenčních jevů, které v případě šíření volným prostorem povedou k nesprávným výsledkům. Jako důsledek tohoto jevu je nutné pole nechat šířit do vzdálenosti srovnatelné s $\frac{D^2}{\lambda}$, kde D je průměr svazku a λ jeho vlnová délka. Pro delší vzdálenosti musí být rozměr sítě mnohem větší, než je charakteristický rozměr zkoumaného svazku. U silně divergentních svazků se musí síť zvětšit ještě více, neboť by se mohly přiblížit hranicím a způsobit nechtěné interferenční jevy. Pro eliminaci vlivu výpočetní sítě konečných rozměrů musí být aplikovaná gaussovská amplituda ve frekvenční doméně.

Realizaci této metody je možné provést příkazem LPForward¹². Metoda FFT by měla podávat rychlejší výsledky než přímý výpočet difrakčního integrálu. Nicméně rychlost výpočtu je vykoupena možnými chybami v důsledku ohraničení oblasti, ve které se svazek šíří.

2.2.2 LPFresnel – přímá integrace difrakčního integrálu jako konvoluce (FFT přístup)

Jiná možnost simulace šíření svazku volným prostorem je prostá nedostatků, které provázejí spektrální metodu. Jedná se o numerický výpočet Fresnelova-Kirchhoffova difrakčního integrálu [43]

$$U(x_1, y_1, z) = \frac{k}{2\pi jz} \iint U(x, y, 0) \exp\left(jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z}\right) dx dy \quad (82)$$

s funkcemi $U(x, y, 0)$ a $U(x, y, z)$ definovanými na obdélníkových aperturách. Tento integrál je možné převést do konvoluční podoby, kterou lze řešit metodou FFT. Tato metoda nevykazuje problémy prezentované u spektrální metody a přitom si stále udržuje rychlost vlastní FFT přístupu.

¹²Jednoduché „v“ je zde použito záměrně pro odlišení od příkazu LPForward, který bude popsán dále.

Realizaci této numerické metody zajišťuje příkaz LPFresnel. Integrál je řešen lichoběžníkovým pravidlem. Proces je dvakrát až pětkrát pomalejší než u předchozí metody a využívá 8krát více prostoru v paměti. Na oplátku je získáno přesnější řešení jak v blízké, tak daleké oblasti. Není také nutné použít ochranný pás kolem okrajů svazku. Tím je možné zmenšit rozměr výpočetní sítě a urychlit proces výpočtu. Tento přístup je doporučován jako hlavní výpočetní metoda pro řešení šíření svazků volným prostorem.

2.2.3 LPForward – přímá integrace difrakčního integrálu

Metoda přímého výpočtu Fresnelova-Kirchhoffova difrakčního integrálu [43] je v případě dvoudimenzionální sítě značně neefektivní, poněvadž počet operací je úměrný N^4 , kde N je počet dílků sítě. Jelikož nedochází k reflexím na hranicích, je možné nastavit velikost sítě tak, aby přesně odpovídala rozměrům pole. Šíření svazku se provede příkazem LPForward. Výhodou je, že velikosti sítě na vstupu a výstupu nemusejí být totožné.

2.2.4 LPSteps – metoda sítí¹³

Lze ukázat, že šíření pole U můžeme popsat diferenciální rovnicí (Helmholtzovou rovnicí v paraxiálním přiblížení)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + 2jk \frac{dU}{dz} + A(x, y, z)U = 0, \quad (83)$$

kde A je index lomu. Tuto rovnici je možné řešit její transformací na systém konečných diferenčních rovnic [43]

$$\frac{U_{i+1,j}^{k+1} - 2U_{i,j}^{k+1} + U_{i-1,j}^{k+1}}{\Delta x^2} + \frac{U_{i,j+1}^k - 2U_{i,j}^k + U_{i,j-1}^k}{\Delta y^2} + 2jk \frac{U_{i,j}^{k+1} - 2U_{i,j}^k}{\Delta z} + A_{i,j}^{k+1} U_{i,j}^{k+1} = 0. \quad (84)$$

Získá se standardní třídiagonální systém lineárních algebraických rovnic. Řešení, které popisuje komplexní amplitudu pole na ploše $z + \Delta z$ jako funkci pole definované na

¹³Diferenční metoda, metoda konečných prvků.

ploše z , lze zjistit ze soustavy rovnic

$$-a_i U_{i-1,j}^{k+1} + c_i U_{i,j}^{k+1} - b_i U_{i+1,j}^{k+1} = f_i. \quad (85)$$

Nyní je položeno $\Delta x = \Delta y = \Delta$,

$$a_i = b_i = -\frac{1}{\Delta^2} \quad (86)$$

a

$$c_i = A_{i,j}^{k+1} - \frac{2}{\Delta^2} + \frac{2jk}{\Delta z}. \quad (87)$$

Pak je možné pravou stranu (85) přepsat jako

$$f_i = \frac{2jk}{\Delta z} U_{i,j}^k - \frac{U_{i,j+1}^k - 2U_{i,j}^k + U_{i,j-1}^k}{\Delta^2}. \quad (88)$$

Třídiagonální systém (85) je řešen standardní eliminací¹⁴ [23]. Toto schéma je absolutně stabilní (explicitní v indexu i a implicitní v indexu j). Jeden krok šíření je rozdělen do dvou podkroků: první podkrok aplikuje popsanou proceduru do všech řádků matice, druhý podkrok mění směr eliminace a aplikuje proceduru na všechny sloupce. Hlavní výhodou tohoto přístupu je v možnosti vzít v úvahu difrakci, absorpci (zesílení) a refrakci. Například pro model vlnovodu s trojdimenzionální distribucí indexu lomu a absorpčním koeficientem.

Využitím jediného kroku procedury LPSteps je výsledek získán relativně rychleji v porovnání s předchozími třemi numerickými metodami. Nicméně pro dobré výsledky je třeba využít kroků více. Velký krok způsobuje vysokofrekvenční chyby, proto musí být počet kroků určen zkusmo. Hlavně v případech silné variace refrakce a absorpce uvnitř přenosové cesty. Většinou je pro popisovaný systém zvolena okrajová podmínka jako nulová amplituda na hranicích. Na hranicích sítě opět vznikají reflexe. Vliv vzniklých odrazů je možné redukovat přidáním absorpční vrstvy do blízkosti hranice. Absorpce vrstvy by měla pomalu růst směrem k hranici sítě.

Procedura LPSteps nezahrnuje refrakci v rovnicích pro šíření pole, namísto toho je změněna fáze pole v každém kroku v souladu s refrakčním koeficientem. Toto přiblížení nultého řádu je numericky daleko stabilnější než přímé zahrnutí refrakčních podmínek do rovnic pro šíření pole. Nicméně není možné tímto přístupem popsat změnu vlnové délky v médiu, zpětný rozptyl a reflexi mezi rozhraními různých materiálů.

LPSteps je jediná procedura LightPipes, která je schopna modelovat vlnovodné 3D struktury. LPSteps využívá skalární aproximace, proto ji není vhodné využít tam, kde je třeba brát ohled na vektorové komponenty zkoumaného pole.

¹⁴Thompsonova metoda, metoda faktorizací, double sweep method, metod progonki (rusky).

2.3 GLAD

GLAD¹⁵ [12, 13, 14] je pokročilý analytický kód navržený firmou Applied Optics Research, který pracuje v rámci vlnové optiky a může být aplikován na širokou paletu optického modelování. Ve srovnání s ray tracingovými programy (OSLO, ZEMAX, atd.) postrádá GLAD jakékoliv grafické rozhraní. To znamená, že například veškeré optické plochy je nutné zadat v podobě textového kódu. Uživatelé mohou pomocí GLADu řešit jednoduché systémy stejně jako konfigurace s více lasery. Kód je navržen pro analýzu sledu svazků a laserových zařízení včetně efektů difrakce, aktivního média, apertur, čoček, zrcadel a aberací. GLAD využívá globální souřadnicový systém dovolující popis komplexních systémů, jejich posuvy a případné rotace. Sílu tohoto programu ilustruje i množství článků, které vyšly od roku 1979 a k různým optickým simulacím využívaly právě GLAD.

Nutnost existence tohoto programu je motivována rostoucí komplexností optických systémů. Počítačová simulace je také mnohem levnější než laboratorní experiment. Při výuce lze taktéž s výhodou používat GLAD.

Před rozmachem laserů většinou postačovala pro optickou analýzu systémů geometrická optika. Difrakční analýza byla aplikována na rozličné druhy apertur, ale obecně se nepoužívala pro analýzu systémů. Pro krátké vzdálenosti šíření, jako například u konvenčních fotografických objektivů, jsou difrakční efekty malé a lokalizované na okraji svazku. Pro takovéto problémy plně vystačí trasování paprsků. Poměrně přesné výsledky dává trasování také pro aberace systému a intenzitní profily. Dokonce lze provést jednoduchou difrakční analýzu ve vzdáleném poli.

Geometrická optika ale již například není schopna popsat odstranění fázových aberací pomocí prostorového filtru. To umožňuje až vlnová optika pracující s funkcí komplexní amplitudy pole obsahující jak informaci o amplitudě, tak o fázi. Tato informace může být v počítači zpracována jako matice komplexních čísel. Na rozdíl od kódů pracujících v rámci geometrické optiky a reprezentujících optické svazky pomocí paprsků, využívá GLAD reprezentace svazků právě pomocí komplexní amplitudy optické vlnoplochy. Šíření takového pole může probíhat buď využitím FFT nebo FDP¹⁶ metody [14].

Vysoká Fresnelova čísla udávají vysoké prostorové frekvence vyžadující zvýšení vzorkovací frekvence a následné zvětšení dimenze matic. FFT výpočty jsou časově náročné, proto má smysl se ptát, jestli je výhodné tuto metodu nahradit. Nejčastěji používanou metodou je právě FDP. Její výhodou je značná výpočetní rychlost při malých krocích. Mezi nevýhody patří právě nutnost počítat po malých krocích (pro velké vzdálenosti je třeba udělat velké množství kroků, což vede opět k prodloužení

¹⁵General Laser Analysis and Design

¹⁶Finite difference propagator

výpočetního času), algoritmus je nestabilní na nespojitostech a informace o difrakčních jevech může být ztracena.

FDP byl navržen D. B. Renchem. Pro odvození FDP je namísto rozkladu v planární vlnoplochy využito přímé řešení parabolické vlnové rovnice ve tvaru [14]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2jk} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A, \quad (89)$$

kde druhé derivace jsou získány z distribuce diskrétní komplexní amplitudy ve tvarech

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \approx \frac{A(I+1, J) + A(I-1, J) - 2A(I, J)}{2\Delta x} \quad (90)$$

a

$$\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \approx \frac{A(I, J+1) + A(I, J-1) - 2A(I, J)}{2\Delta y}. \quad (91)$$

$A(I, J)$ je element matice komplexních amplitud, I a J jsou indexy. Druhá derivace se zde počítá pouze z veličin v sousedních bodech. V oblastech nespojitosti numerická metoda přestává fungovat. Zatím neexistují žádná naprosto přesná řešení tohoto problému. Největším omezením jsou chyby vznikající na rozhraních, tedy například rozhraní na vzduch/zrcadlo. Na těchto nespojitostech vznikají fázové špičky. Špičky jsou tlumeny při dalším šíření od rozhraní, ale i tak způsobují vážná narušení distribuce. Šířka poškozené oblasti se zvyšuje s každým dalším použitím algoritmu.

Problém, který se již nevztahuje k nespojitosti, je způsoben tím, že FDP algoritmus musí být aplikován vícekrát na každé charakteristické difrakční délce. Podle Renche byl nejdelší povolený krok v ose z stanoven na

$$\Delta z < \frac{k}{2} \Delta x^2, \quad (92)$$

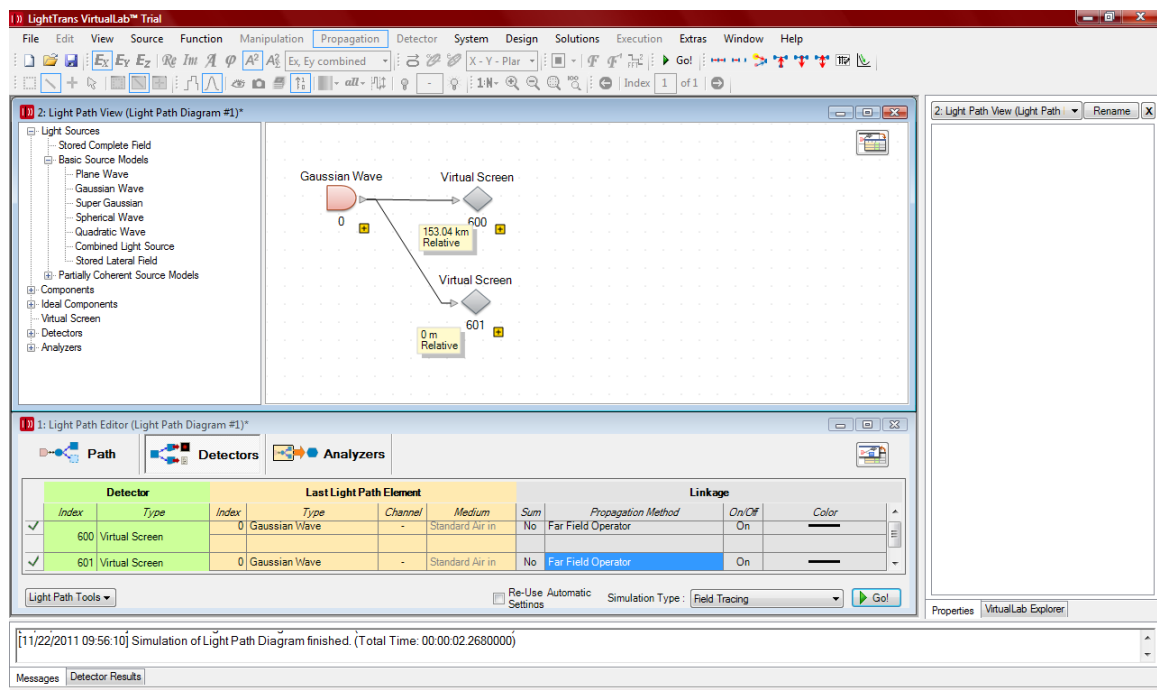
pro $2\Delta x = \frac{1}{f}$, kde f je prostorová frekvence.

Je možné předpokládat, že tato metoda je ekvivalentní algoritmu LPSteps (viz 2.2.4) z nástrojového balíčku LightPipes prezentovaného na předchozích stránkách.

2.4 LightTrans VirtualLab

Posledním testovaným softwarem je VirtualLab společnosti LightTrans GmbH. VirtualLab je v mnoha ohledech naprosto ojedinělým nástrojem pro optické simulace. V následujících odstavcích bude ukázáno, v čem je tento program tak výjimečný a jakých metod využívá k optickým simulacím.

Již při prvním spuštění programu VirtualLab je možné si všimnout naprosto odlišného přístupu tvůrců k optickému simulačnímu softwaru. Na rozdíl od většiny ostatních programů využívaných v optice (OSLO, ZEMAX, atd.), které mohou svým způsobem připomínat CAD systémy používané například ve strojírenství, je VirtualLab podobný spíše programům jakými jsou LabVIEW (National Instruments) nebo TINA (DesignWare Inc.) používaným v elektrotechnice. Stejně jako u nich totiž používá rozkladu optického systému do množství subdomén, pomocí kterých se vytváří blokové schéma (viz Obr. 20) reprezentující celý systém. Analýza optického systému je pak prováděna řešením Maxwellových rovnic v každé ze subdomén společně se splněním hraničních podmínek.



Obr. 20 Pracovní prostředí programu LightTrans VirtualLab

Drtivá většina programů používaných při návrhu optických soustav využívá metod založených na geometrické (paprskové) optice, tzv. ray tracing, neboli trasování paprsku. V tomto ohledu se VirtualLab liší právě tím, že řeší v daných subdoménách přímo Maxwellovy rovnice (rigorózně nebo aproximativně) a tuto nejčastěji využívanou metodu posouvá na úroveň tzv. field tracingu, neboli trasování pole [20, 49, 50, 51]. Dle výrobce je VirtualLab jediným dostupným komerčním programem, který pracuje na principu field tracingu.

Field tracing probíhá následujícím způsobem. Ze všeho nejdříve je nutné mít definované zdrojové pole, které bude v první subdoméně specifikovat vlastnosti pole dopadajícího na první rozhraní. Poté je aplikována vhodná metoda pro rigorózní nebo aproximativní řešení Maxwellových rovnic společně s hraničními podmínkami. Tím

je získán tvar pole v dané subdoméně a na rozhraní s následující subdoménou může začít další field tracing.

Elektromagnetická reprezentace harmonických polí je základním konceptem VirtualLabu. Je založena na Maxwellových rovnicích ve frekvenční doméně pro homogenní prostředí

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_c(\mathbf{r}, \omega) = i\omega\mu_0\tilde{\mathbf{H}}_c(\mathbf{r}, \omega), \quad (93)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_c(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega\varepsilon_0\hat{\varepsilon}_r(\omega)\tilde{\mathbf{E}}_c(\mathbf{r}, \omega), \quad (94)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}_c(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (95)$$

a

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{H}}_c(\mathbf{r}, \omega) = 0, \quad (96)$$

kde dolní indexy c vyjadřují komplexní formu polí a vlnovky nad písmeny symbolizují frekvenční doménu. V případě harmonických polí nebudou pochopitelně vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} závislé na ω . Základní vztah mezi elektrickým polem a jeho komplexním zobecněním je

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 2 \cdot \text{Re}(\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t)). \quad (97)$$

Složku E_z komplexní amplitudy elektrického pole ve směru osy z je možné vypočít pomocí zbývajících složek dle

$$E_z = - \int \left(\frac{\partial E_x(\mathbf{r})}{\partial x} + \frac{\partial E_y(\mathbf{r})}{\partial y} \right) dz, \quad (98)$$

kde se počítá s úplným zatlumením pole pro $z \rightarrow \infty$ v homogenních prostředích. Z toho vyplývá, že pole je kompletně popsáno pomocí složek ve směrech osy x a y . Dále bude zaveden vektor příčných složek elektromagnetického harmonického pole

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = [E_x(\mathbf{r}), E_y(\mathbf{r})]. \quad (99)$$

Pro výpočet pole v libovolném místě osy z se používá operátor šíření, který váže pole v místě z_j a z_{j+1}

$$\mathbf{f}(x, y, z_{j+1}) = \mathbf{S}\mathbf{f}(x, y, z_j), \quad (100)$$

v maticovém tvaru pak

$$\begin{bmatrix} E_x(x, y, z_{j+1}) \\ E_y(x, y, z_{j+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{xx} & \mathcal{S}_{xy} \\ \mathcal{S}_{yx} & \mathcal{S}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x(x, y, z_j) \\ E_y(x, y, z_j) \end{bmatrix}. \quad (101)$$

Pro homogenní a izotropní prostředí pak dojde k vynulování prvků na vedlejší diagonále matice \mathcal{S} a může se tedy psát zjednodušený vztah

$$\mathbf{f}(x, y, z_{j+1}) = \mathcal{P}_{\Delta z} \mathbf{f}(x, y, z_j), \quad (102)$$

kde

$$\Delta z = z_{j+1} - z_j \quad (103)$$

je vzdálenost, na kterou se šíří pole.

Operátor \mathcal{P} může nabývat různých podob v závislosti na rozdílných situacích [20]:

- SPW¹⁷ integrál (rigorózní)
- Rayleighův-Sommerfeldův integrál (rigorózní)
- Fresnelův integrál (paraxiální)
- Aproximace SPW integrálu pro vzdálené pole
- Fraunhoferův integrál (paraxiální ve vzdáleném poli)
- Geometrická optika (zanedbají se vlnové efekty)

V programu VirtualLab jsou zahrnuty všechny výše zmíněné metody výpočtů šíření elektromagnetických polí. Následovat bude jejich stručný popis.

2.4.1 SPW operátor

SPW operátor $\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{SPW}}$ [20] je používán pro simulaci šíření pole $U(x, y)$ s vlnovou délkou λ do vzdálenosti Δz skrze nekonečné homogenní prostředí o indexu lomu n

$$\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{SPW}} U = \mathcal{F}^{-1} \left(\exp \left[j2\pi \sqrt{\frac{n^2}{\lambda^2} - \hat{x}^2 - \hat{y}^2} \Delta z \right] \mathcal{F}(U(x, y)) \right), \quad (104)$$

kde \hat{x} a \hat{y} jsou prostorové frekvence, tj. souřadnice pixelů pole po Fourierově transformaci.

SPW operátor $\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{SPW}}$ může být odvozen bez jakýchkoliv aproximací a tudíž je jeho přesnost určena pouze numerickými chybami. Hlavní příčinou numerických chyb je vzorkování fázového členu konečnou vzorkovací vzdáleností δx , která může způsobit problémy během numerického výpočtu předchozí rovnice. Tyto potíže zmizí, pokud

¹⁷SPW – Spectrum of plane waves (spektrum rovinných vln)

je vzdálenost Δz dostatečně malá. Numerickým chybám je možné se vyhnout, pokud bude $\Delta z < \Delta z_{\max}$, kde

$$\Delta z_{\max} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - (U_0 - \delta U)^2} - \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - U_0^2} \right]^{-1}, \quad (105)$$

přičemž

$$U_0 = \frac{1}{2\delta x} \quad (106)$$

a

$$\delta U = \frac{1}{n_x \delta x}. \quad (107)$$

Numerické chyby nelze nikdy zcela potlačit, nicméně je možné pozorovat přímou úměru mezi velikostí numerických chyb a vzdáleností, na kterou se pole šíří. Numerické chyby při šíření do vzdálenosti Δz mohou být minimalizovány přidáním vzorkovacích bodů na hranici pole, přičemž těmto bodům bude přiřazena nulová hodnota. Počet vzorkovacích bodů je zvýšen z hodnoty n_x na $n_{x,\min}$. Doporučenou hodnotu $n_{x,\min}$ lze spočítat výrazem

$$n_{x,\min} = \frac{2}{1 - 2\delta x \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - a^2}}, \quad (108)$$

kde

$$a = \frac{1}{2\Delta z} + \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{1}{2\delta x}\right)^2}. \quad (109)$$

2.4.2 Rayleighův-Sommerfeldův operátor

Rayleighův-Sommerfeldův operátor [20] je možné aplikovat ve dvou odlišných numerických realizacích, a to buď ve formě sumační, nebo konvoluční.

Integrál pro šíření simulující přenos pole $U(x, y)$ o vlnové délce λ do vzdálenosti Δz skrze nekonečně rozlehlé homogenní médium o indexu lomu n je definován jako

$$\left[\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{RS}} U(x, y) \right] (x', y') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy U(x, y) \frac{\partial \exp(jkR)/R}{\partial z}, \quad (110)$$

kde

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \exp(jkR)/R}{\partial z} = \frac{z \exp(jkR) (1 - jkR)}{2\pi R^3} \quad (111)$$

a

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + \Delta z^2} \quad (112)$$

je vzdálenost od středu šíření vstupující do výrazu pro fázového činitele.

Rayleighův-Sommerfeldův integrál může být, podobně jako SPW integrál, odvozen bez jakýchkoliv dalších aproximací. Tento integrál je konvolucí harmonického pole a sférické fázové funkce. Tuto konvoluci je možné řešit užitím FFT

$$\left[\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{RS}}U(x)\right](x') = \mathcal{F} \left[\mathcal{F}^{-1} \left(\frac{z \exp(jkR)(1 - jkR)}{2\pi R^3} \right) \mathcal{F}^{-1}(U(x)) \right]. \quad (113)$$

Pokud je použita FFT, nazývá se metoda Rayleighova-Sommerfeldova konvoluce. Hodnotu integrálu lze také vypočíst pomocí sumačních integračních formulí. Na rozdíl od FFT je sumace časově náročnější, nicméně nabízí svobodnou volbu počtu vzorkovacích bodů a vzorkovací vzdálenosti. Tato metoda je přesná pro velké vzdálenosti, na které se má pole šířit. Pro malé vzdálenosti dochází k numerickým chybám vlivem nedostatečného počtu vzorkování sférické fázové funkce. Kritická vzdálenost Δz_{\min} se stanoví jako

$$\Delta z_{\min} = \frac{n}{\lambda} \sqrt{\left[\left(\frac{\lambda}{2n} \right)^2 - x_0^2 - (x_0 - \delta x)^2 \right]^2 - 4x_0^2(x_0 - \delta x)^2}, \quad (114)$$

kde x_0 je poloměr pole definovaný vztahem $x_0 = \frac{n_x}{2} \Delta x$. Pro všechny $\Delta z > 0$ se projeví numerické chyby, přičemž jejich velikost klesá se zvětšujícím se Δz . Pro vzdálenosti $\Delta z < \Delta z_{\min}$ mohou být numerické chyby minimalizovány interpolací harmonického pole před jeho šířením. Vzorkovací vzdálenost $\delta_{x,\min}$ je pak vyjádřena rovností

$$\delta_{x,\min} = \frac{\pi}{kx_0} \sqrt{x_0^2 + (\Delta z)^2}, \quad (115)$$

kde

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda}. \quad (116)$$

2.4.3 Kombinovaný SPW/Fresnelův operátor

Jak již název napovídá, tato metoda kombinuje oba zmíněné operátory [20] za účelem efektivního šíření paraxiálních vln bez numerických chyb. Pro šíření harmonických polí do blízkého okolí pasu vlny se používá spektrum rovinných vln. Naopak pro větší vzdálenosti se užívá Fresnelova operátoru. Jelikož je přístup pomocí Fresnelova operátoru mnohem efektivnější, snaží se jej automatika vybrat vždy, pokud je vzdálenost od pasu k rovině, do které se pole šíří, větší než minimální vzdálenost Δz_{\min} . V závislosti

na poloze pasu vybírá program vhodnou kombinaci SPW a Fresnelova operátoru. Numerická přesnost paraxiálního šíření může být zvýšena nebo snížena převzorkováním.

2.4.4 Fresnelův operátor

Fresnelův operátor [20] simulující šíření pole $U(x, y)$ o vlnové délce λ do vzdálenosti Δz skrze nekonečně rozlehlé homogenní médium s indexem lomu n může být odvozen využitím Fresnelovy paraxiální aproximace následovně

$$\begin{aligned} [\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{Fresnel}} U(x, y)](x', y') &= \frac{A}{j} \exp(jk\Delta z) \exp\left(\frac{jk}{2\Delta z}(x'^2 + y'^2)\right) \\ &\quad \left[\mathcal{F}\left(U(x, y) \exp\left[\frac{jk}{2\Delta z}(x^2 + y^2)\right] \right) \right] \\ &\quad \left(\frac{k}{2\pi\Delta z}x', \frac{k}{2\pi\Delta z}y' \right). \end{aligned} \quad (117)$$

Na rozdíl od SPW operátoru rostou numerické chyby u Fresnelova operátoru se zkracující se vzdáleností Δz z důvodu kvadratického fázového členu. Minimální kritickou vzdálenost je možné vypočítat jako

$$\Delta z_{\min} = \frac{\delta x^2 n n_x}{\lambda}. \quad (118)$$

Pro všechny nenulové vzdálenosti jsou přítomny numerické chyby, které mají klesající charakter se zvyšující se vzdáleností, do které se pole šíří. Pro vzdálenosti $\Delta z < \Delta z_{\min}$ mohou být numerické chyby redukovány interpolací pole před jeho šířením na menší vzorkovací vzdálenost $\delta_{x,\min}$, která je vyjádřena jako

$$\delta_{x,\min} = \frac{n_x \delta x}{2} - \sqrt{\left(\frac{n_x \delta x}{2}\right)^2 - \frac{\Delta z \lambda}{n}}. \quad (119)$$

Lze tedy vidět, že vzorkovací vzdálenost $\delta_{x,\min}$ je škálována v závislosti na velikosti integračního kroku Δz . Vzorkovací vzdálenost přeneseného pole potom je

$$\Delta x' = \frac{\lambda \Delta z}{n n_x \Delta x}. \quad (120)$$

2.4.5 Aproximace SPW integrálu pro vzdálené pole

Tento operátor [20] je k dispozici ve více různých modech. Je možné zvolit šíření z pasu do vzdáleného pole, ze vzdáleného pole do pasu a ze vzdáleného pole do vzdáleného pole. U každé z možností je dále na výběr varianta neparaxiální a paraxiální Fraunhoferovy aproximace. Jedná se vlastně o aproximaci Rayleighova-Sommerfeldova integrálu pro vzdálené pole. Šíření pole $U(x, y)$ o vlnové délce λ do vzdálenosti Δz skrze nekonečně rozlehlé homogenní médium s indexem lomu n je pak popsáno

$$\left[\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{FarField}} U(x, y) \right] (x', y') \sim -\frac{\text{j}kz}{2\pi r} \frac{e^{\text{j}kr}}{r} \int \int_{-\infty}^{\infty} dx dy U(x, y) e^{-\frac{\text{j}k}{r}(xx' + yy')}, \quad (121)$$

kde

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (122)$$

a

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda}. \quad (123)$$

Pro stanovení vzorkovací vzdálenosti při šíření z pasu do vzdáleného pole, či opačným směrem, se využije vztahu (120). Pokud se vlna šíří ze vzdáleného pole do vzdáleného pole, pak je vzorkovací vzdálenost vyjádřena jako

$$\Delta x' = \Delta x \frac{\Delta z + \Delta z_{\text{sph}}}{\Delta z_{\text{sph}}}, \quad (124)$$

přičemž Δz_{sph} je poloměr sférického fázového faktoru, který je ve vzdáleném poli ekvivalentní vzdálenosti od pasu vlny. To znamená, že sférický fázový poloměr musí být zadán, pokud je studováno šíření ze vzdáleného pole do vzdáleného pole. V paraxiálním případě je použita následující aproximace

$$\begin{aligned} \left[\mathcal{P}_{\Delta z}^{\text{FarField-P}} U(x, y) \right] (x', y') &= \frac{A}{\text{j}} \exp(\text{j}k\Delta z) \\ &\exp\left(\frac{\text{j}k}{2\Delta z}(x'^2 + y'^2)\right) \\ &[\mathcal{F}(U(x, y))] \left(\frac{k}{2\pi\Delta z}x', \frac{k}{2\pi\Delta z}y'\right). \end{aligned} \quad (125)$$

3 Realizace simulací

Následuje využití teoretických znalostí a poznatků o simulačním softwaru z kapitoly první a druhé. Tato kapitola je rozdělena na tři logické celky. V první třetině je prezentovaný software otestován pro případ šíření svazků volným prostorem. Ve druhé je již věnován prostor simulacím šíření svazků transportním teleskopem, který byl navržen využitím paprskové optiky v 1.5.2. A konečně v poslední části jsou provedeny simulace transformace femtosekundového pulzu v prostoru a v časové oblasti pomocí ideální a reálné čočky. Otestovány jsou také dva optické dublety.

Dosažené výsledky numerických metod jsou následně hodnoceny jak z pohledu přesnosti, tak i rychlosti jednotlivých algoritmů. U simulace šíření transportním teleskopem bude porovnána změna intenzitní distribuce svazku v prostoru na výstupu oproti té, která byla zadána na vstupu. U modelů transformace femtosekundových pulzů budou posouzeny rozdíly mezi výsledky dosaženými reálnou a ideální čočkou. Zhodnoceny budou také výstupní svazky transformované pomocí optických dubletů.

3.1 Šíření svazků volným prostorem

Pro porovnání správnosti výsledků dosažených v simulacích šíření svazků volným prostorem v jednotlivých programech je využita hodnota poloměru gaussovského svazku, kterou lze snadno analyticky vypočítat. Jako referenční údaj poslouží vzdálenost, ve které dojde ke zdvojnásobení poloměru svazku oproti hodnotě v pasu. Tuto hodnotu je možné vypočítat z

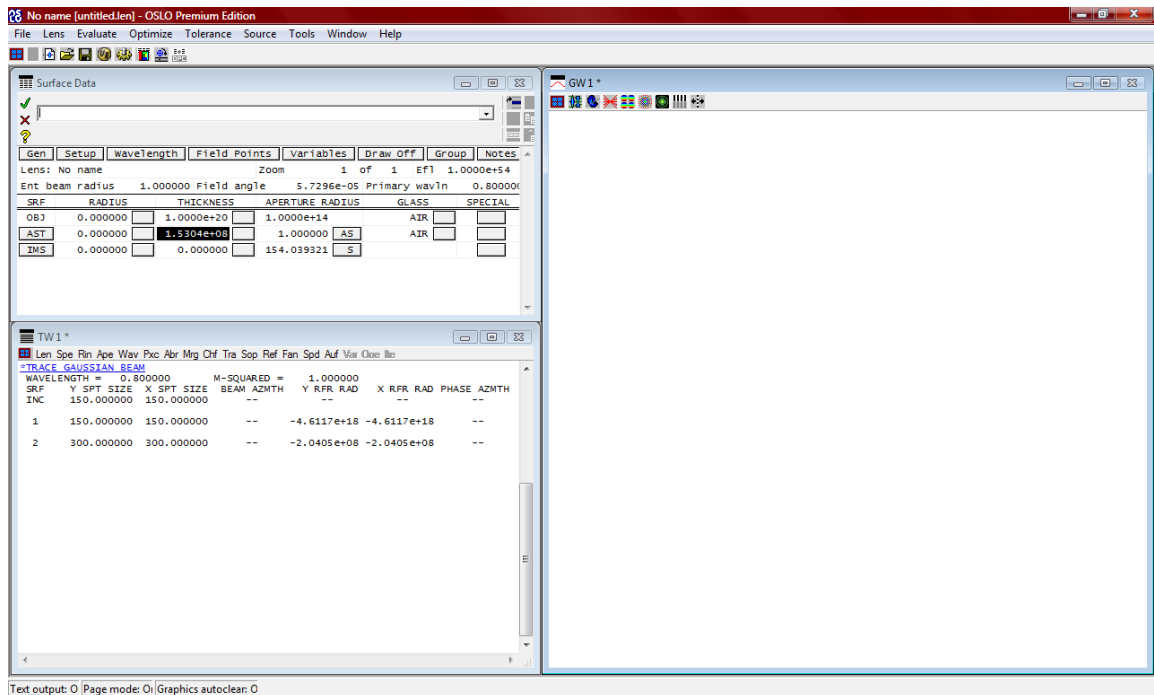
$$z_{2w_0} = \sqrt{3} \frac{w_0^2 \pi}{\lambda}. \quad (126)$$

V projektu ELI se budou využívat široké svazky s velkým poloměrem v pasu a tedy malou divergencí. Pro všechny simulace bude stanoven poloměr $w_0 = 150$ mm a vlnová délka $\lambda = 800$ nm z blízké infračervené oblasti. Využitím (126) vyjde vzdálenost $z_{2w_0} = 153039$ m, ve které se příčný rozměr svazku zdvojnásobí.

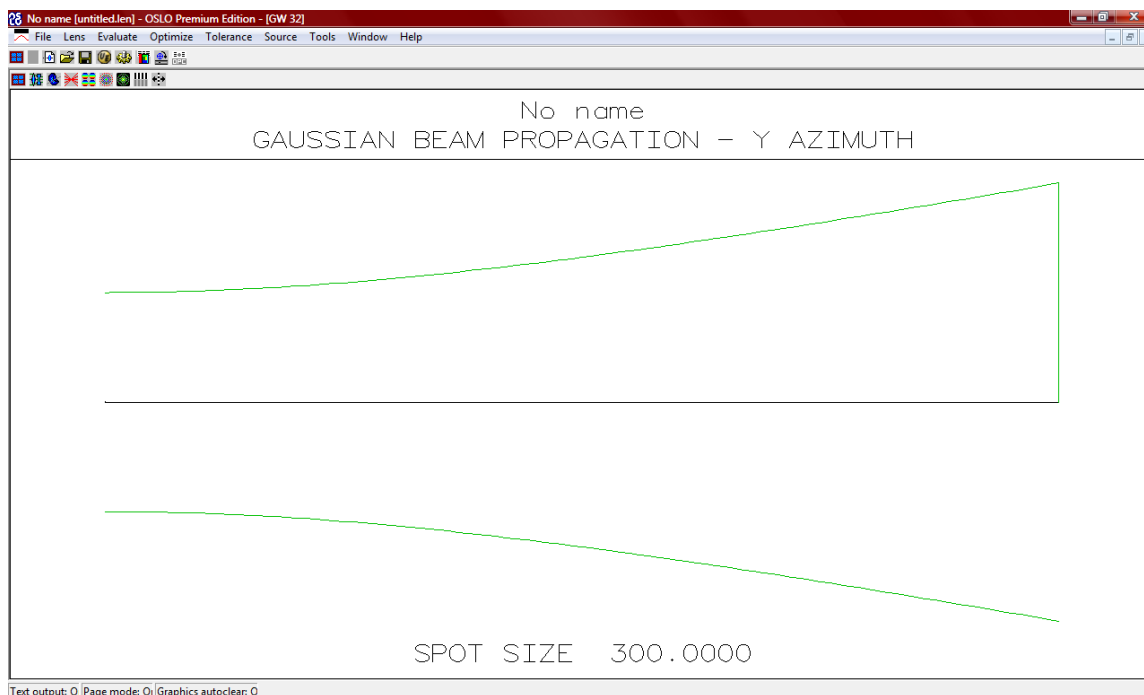
3.1.1 OSLO

Ve vzdálenosti z_{2w_0} má gaussovský svazek předpokládanou velikost průměru ozářené plošky $w = 300$ mm, o čemž je možné se přesvědčit i pomocí programu OSLO.

Na Obr. 21 je šíření gaussovského svazku v levé dolní části okna programu OSLO popsáno v podobě tabulky. V levé horní části jsou zadány parametry optické soustavy. Jelikož se jedná o šíření volným prostorem, tak v pravé části okna není nákreš žádných čoček ani zrcadel. Pro ještě lepší představu o divergenci svazku je možno si prohlédnout šíření i v grafické podobě na Obr. 22. Z tohoto obrázku by se mohlo zdát, že svazek poměrně silně diverguje, ale je nutné připomenout, že se tak stane až po překonání vzdálenosti větší než 150 km.



Obr. 21 Pracovní prostředí programu Oslo – simulace šíření gaussovského svazku, číselné hodnoty



Obr. 22 Pracovní prostředí programu Oslo – simulace šíření gaussovského svazku, grafické znázornění

3.1.2 LightPipes

Nyní budou představeny výsledky simulací šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem vytvořených pomocí jednotlivých numerických metod nástrojového balíčku LightPipes, které byly prezentovány v 2.2.

Intenzita elektrického pole supergaussovského svazku je dle LightPipes definována jako

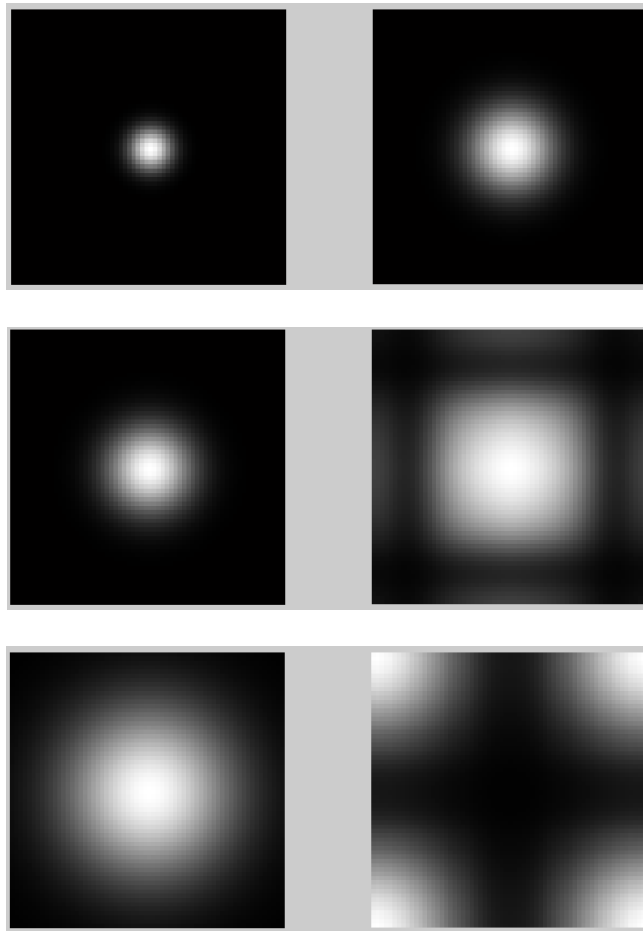
$$E(\mathbf{r}) = E(0) \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{w_0}\right)^{2n}\right). \quad (127)$$

Velikost faktoru n je zvolena 10, velikost pasu w_0 a vlnová délka λ jsou ponechány ve shodě s gaussovským svazkem. Vzdálenost, ve které je zkoumána výstupní rovina supergaussovského svazku, je také identická s případem šíření gaussovských svazků.

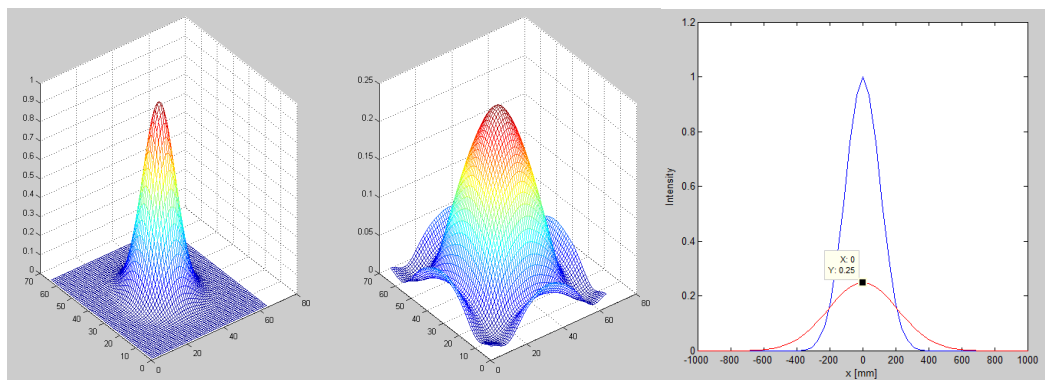
Na následujících stránkách je možné si na Obr. 23–30 a Obr. 31–38 prohlédnout grafické výstupy pro gaussovské, respektive supergaussovské svazky.

Gaussovské svazky

LPForward

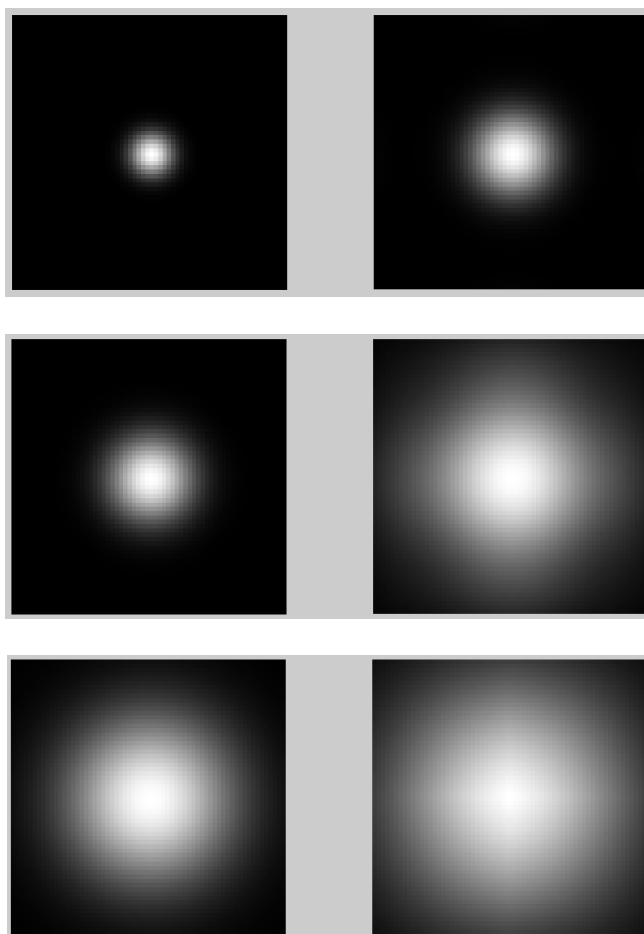


Obr. 23 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 2000, 1000 a 500 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

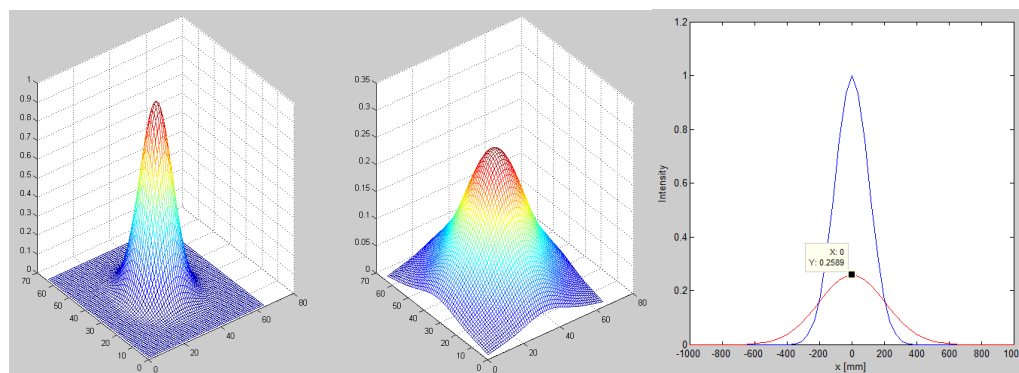


Obr. 24 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPFresnel

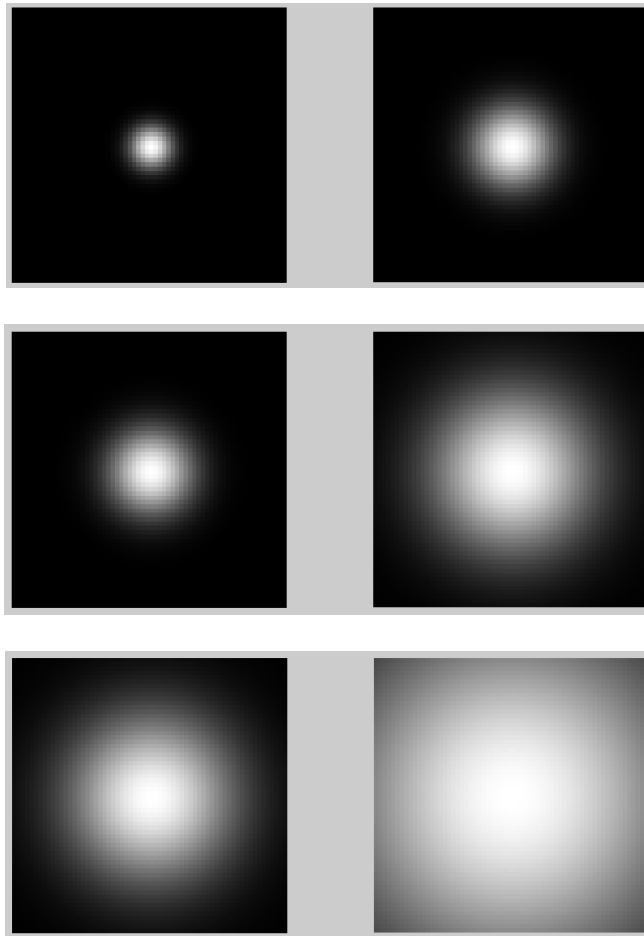


Obr. 25 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 2000, 1000 a 500 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

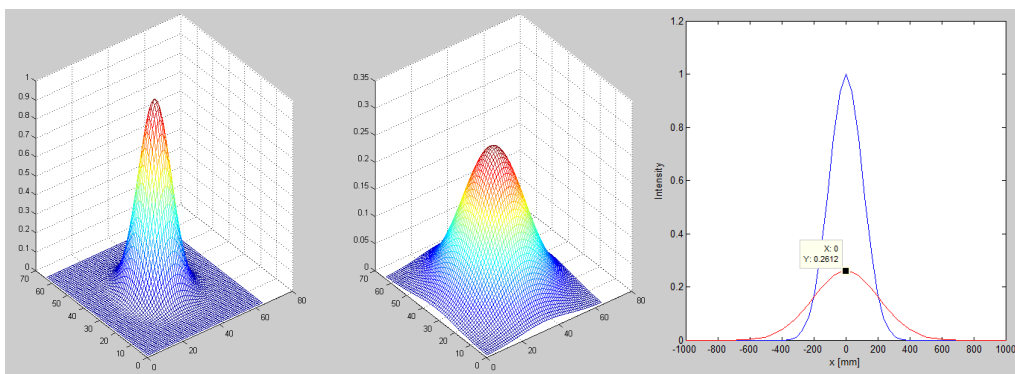


Obr. 26 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPForward

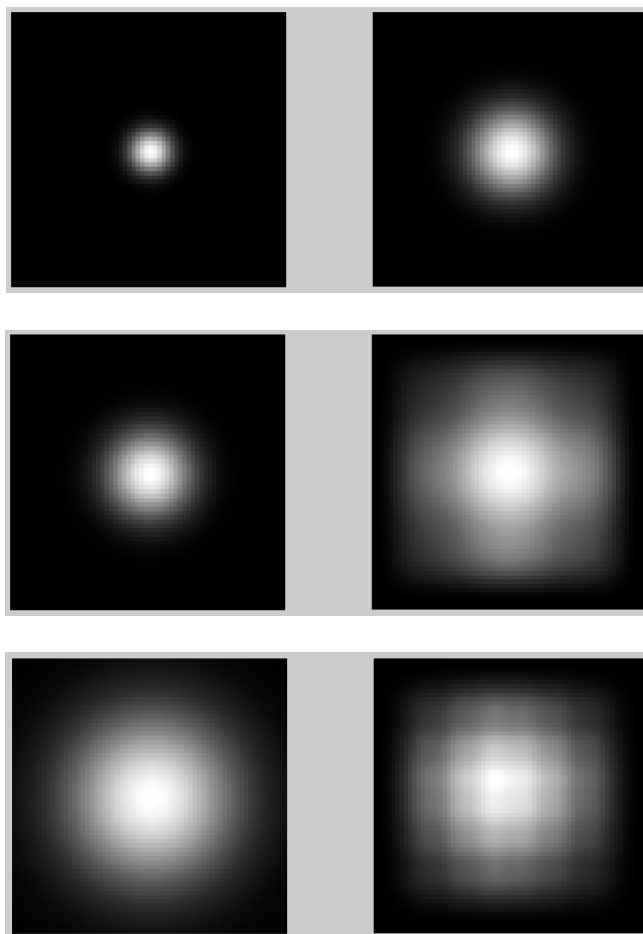


Obr. 27 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 2000, 1000 a 500 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

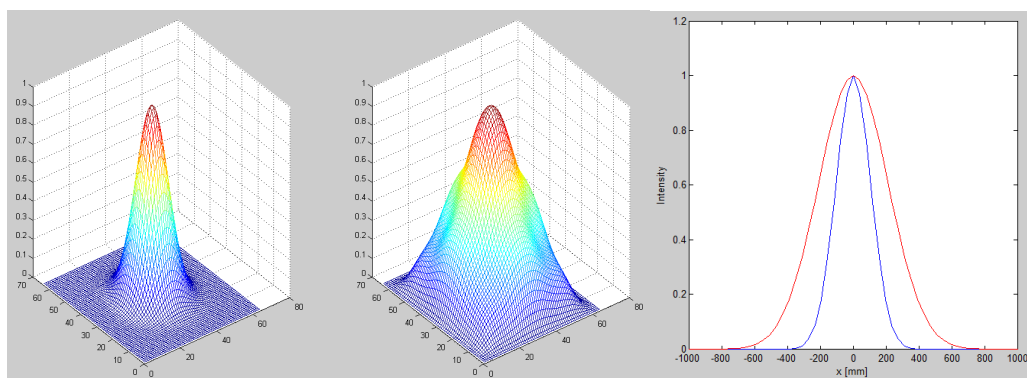


Obr. 28 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPSteps



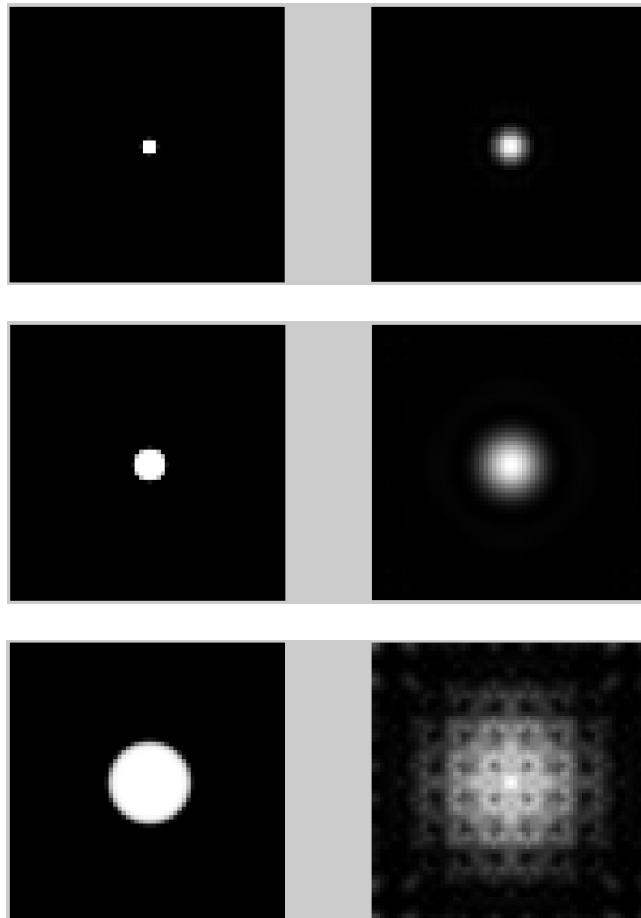
Obr. 29 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 2000, 1000 a 500 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)



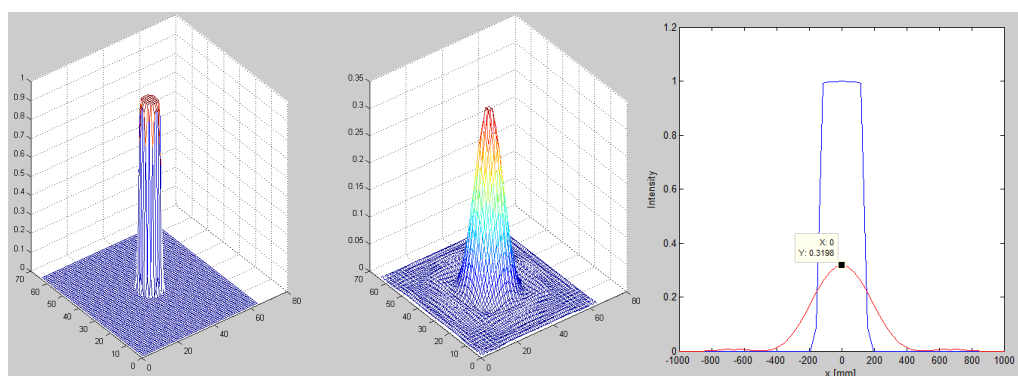
Obr. 30 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření, intenzity jsou normovány)

Supergaussovské svazky

LPForvard

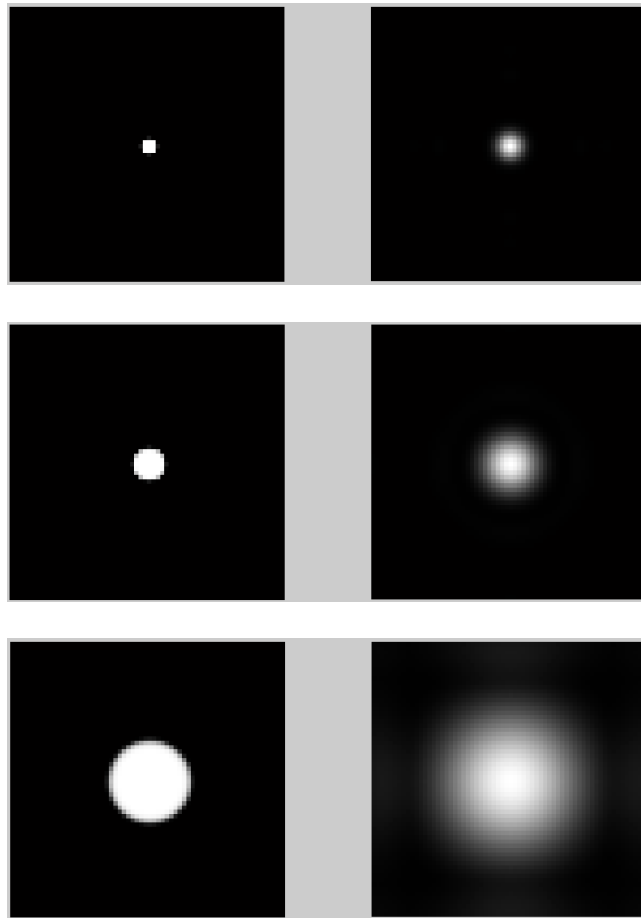


Obr. 31 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 5000, 2500 a 1000 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

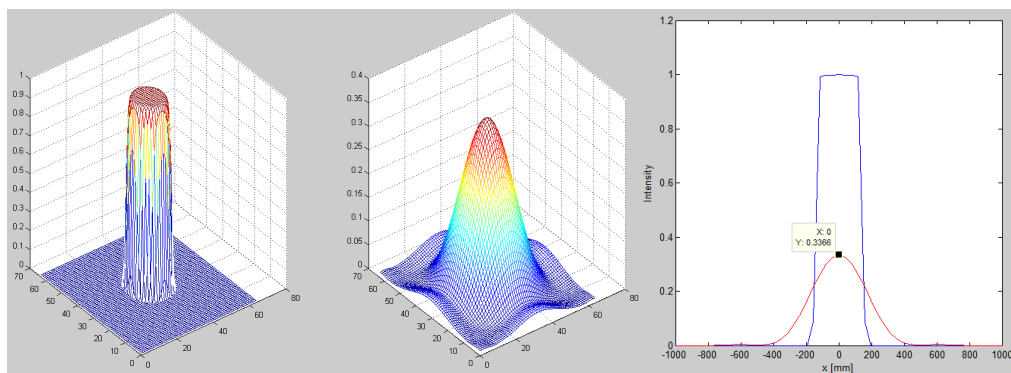


Obr. 32 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPFresnel

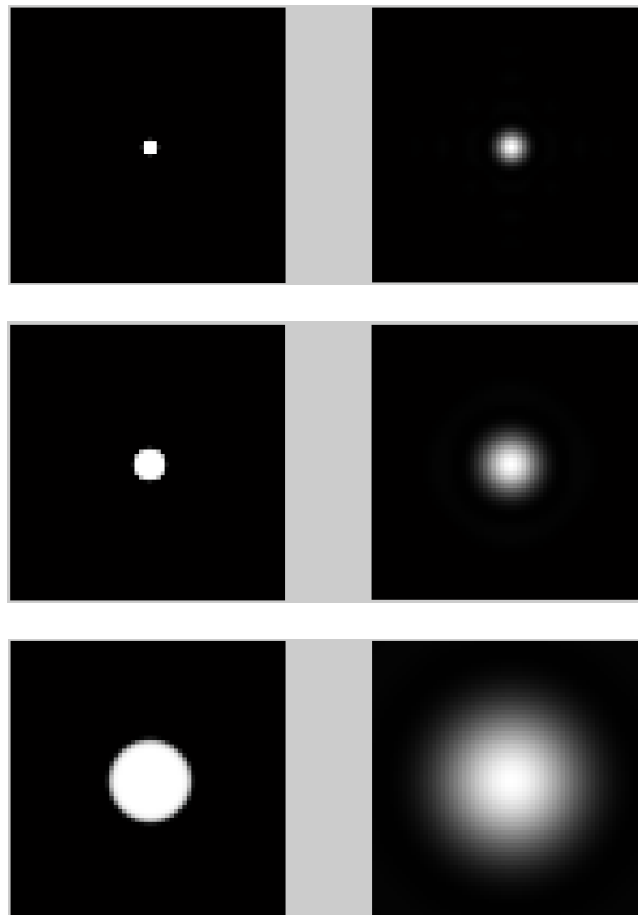


Obr. 33 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 5000, 2500 a 1000 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

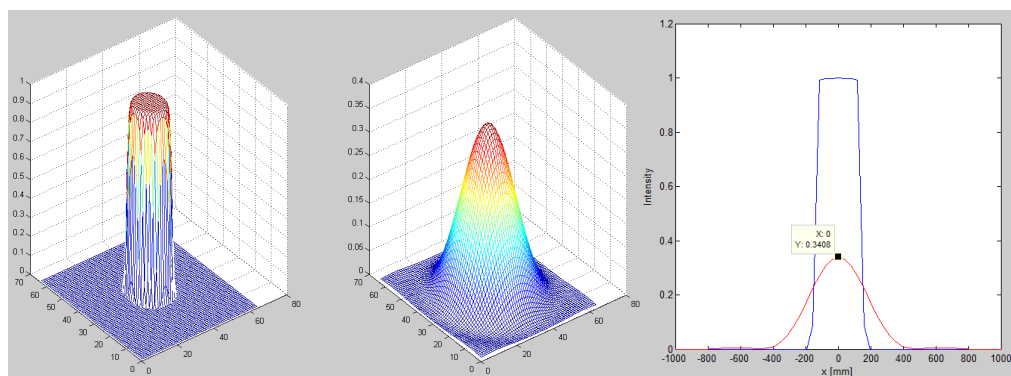


Obr. 34 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPForward

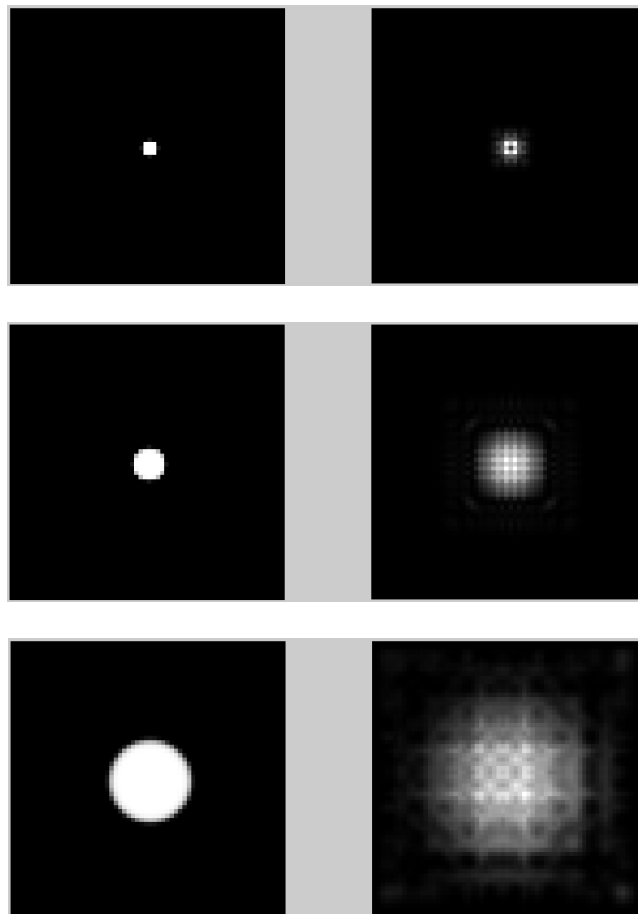


Obr. 35 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 5000, 2500 a 1000 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

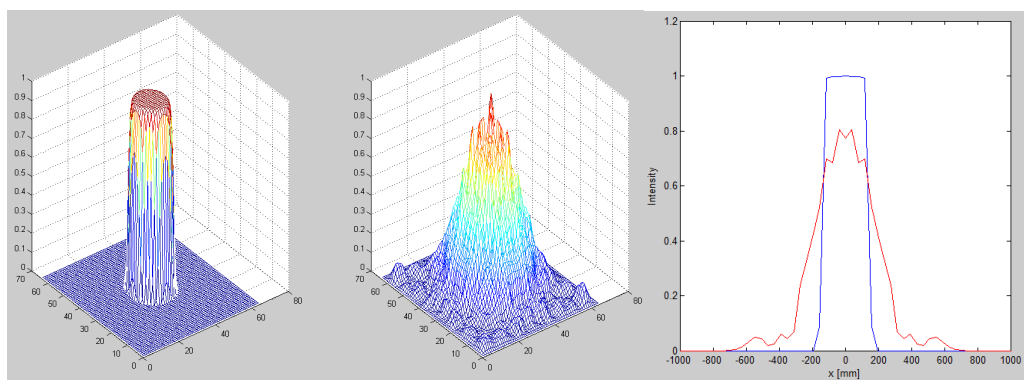


Obr. 36 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření)

LPSteps



Obr. 37 Porovnání vlivu rozměru sítě na numerickou metodu, shora dolů pro 5000, 2500 a 1000 mm, ve dvojici jsou vždy ozářené plošky před a po šíření volným prostorem (normováno)

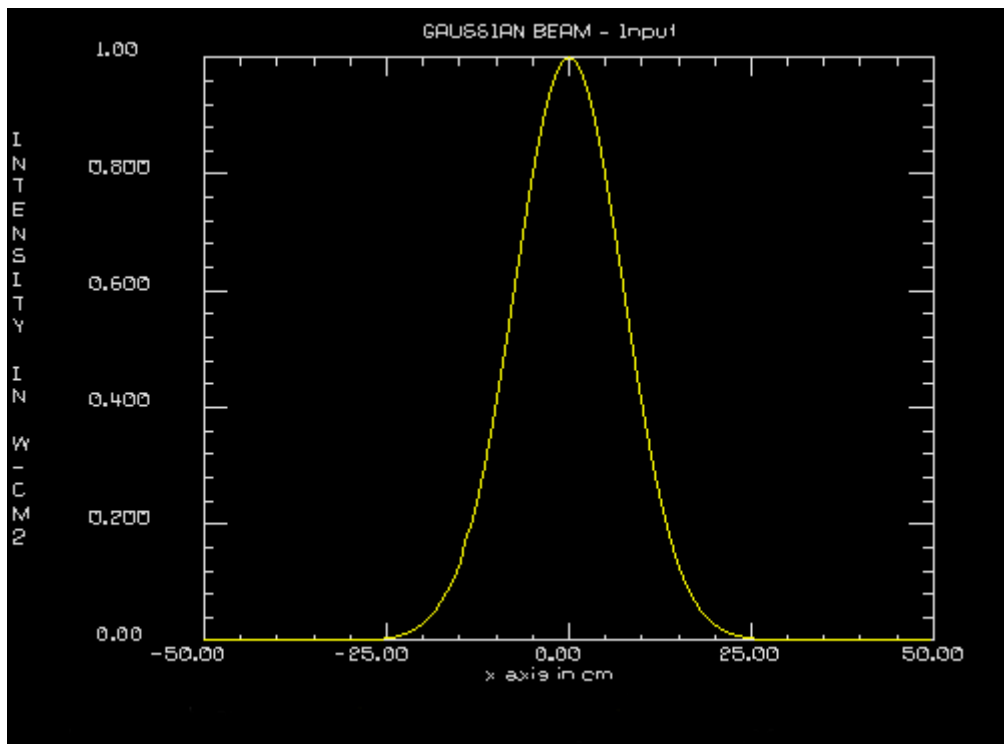


Obr. 38 Tvary svazků před a po volném šíření a porovnání jejich intenzit v řezu (červeně je zvýrazněn svazek po šíření, intenzity jsou normovány)

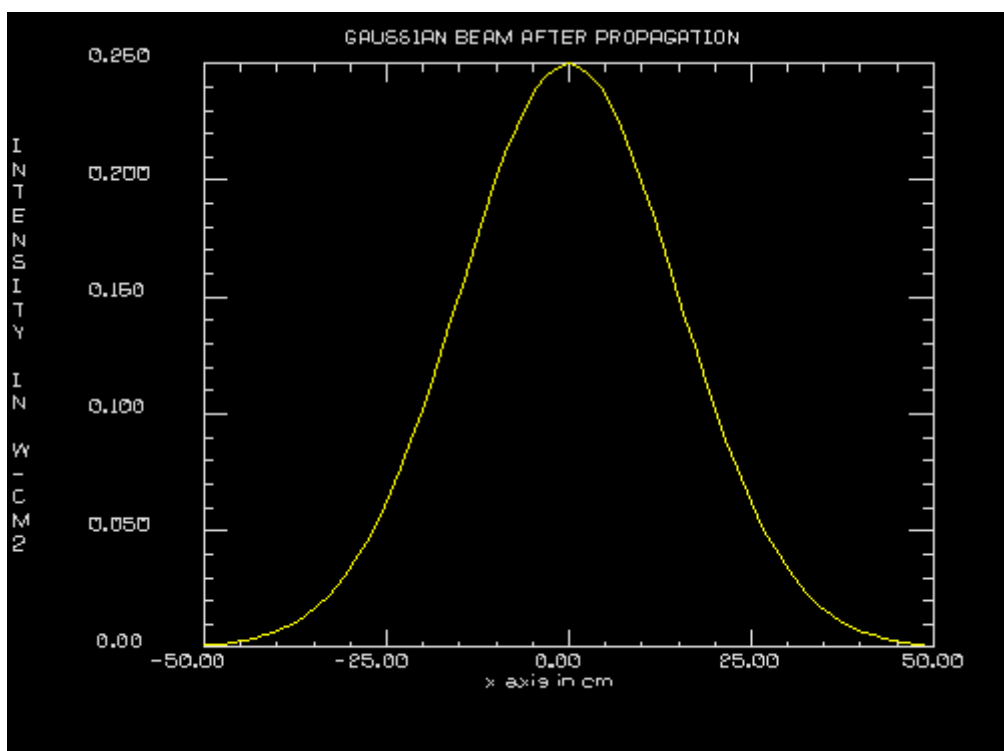
3.1.3 GLAD

Pro totožnou charakteristickou vzdálenost z_{2w_0} bude simulováno šíření gaussovských a supergaussovských svazků i programem GLAD. Na *Obr. 39–42* je možné vidět, že výsledky dosažené pomocí GLADu jsou v dobré shodě s těmi, které byly získány nástrojovým balíčkem LightPipes v MATLABu.

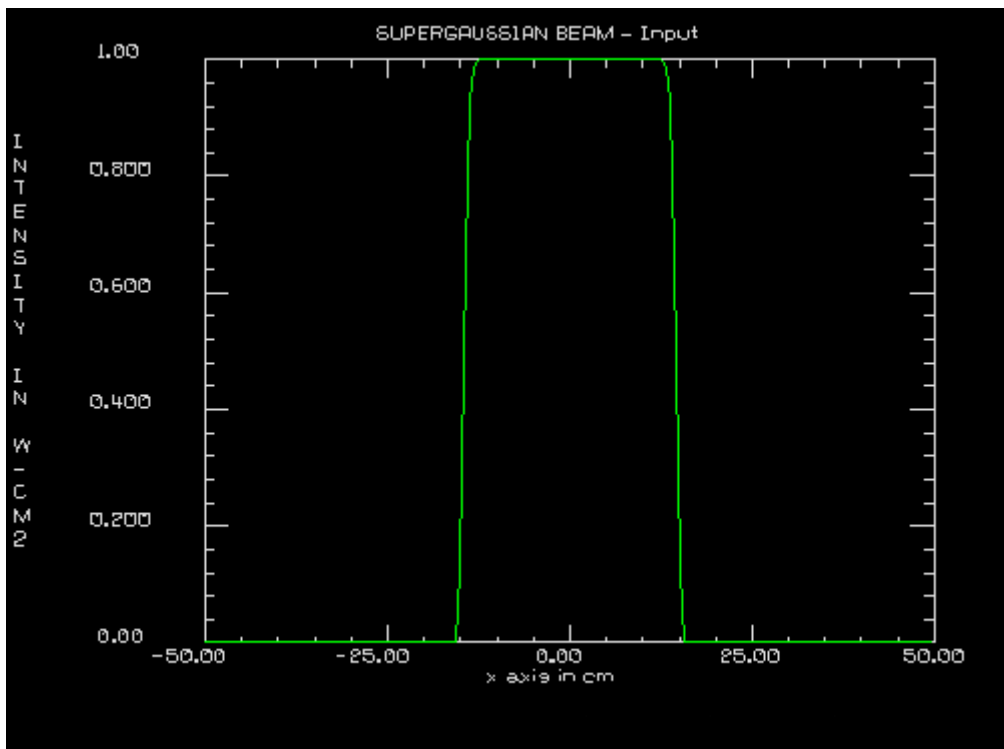
Dále je na *Obr. 43–46* ukázána míra změny gaussovského a supergaussovského svazku s pasem $w_0 = 0,5$ cm po překonání vzdálenosti $d = 1500$ cm. Význam této simulace bude objasněn v 3.2.3.



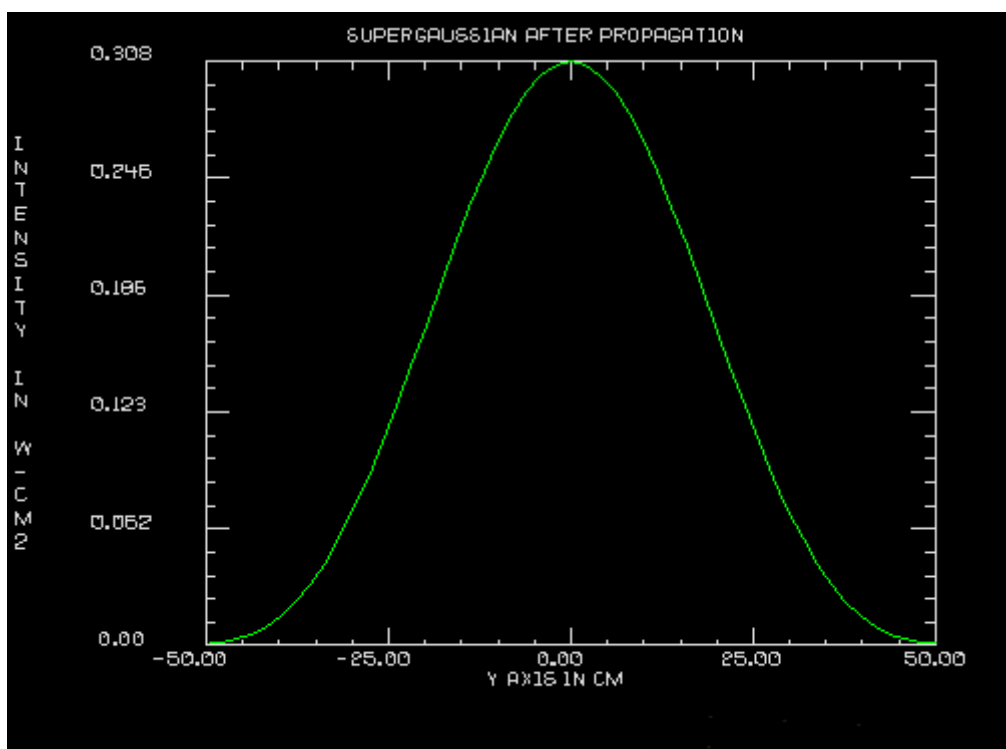
Obr. 39 Vstupní gaussovský svazek s pasem $w_0 = 15$ cm



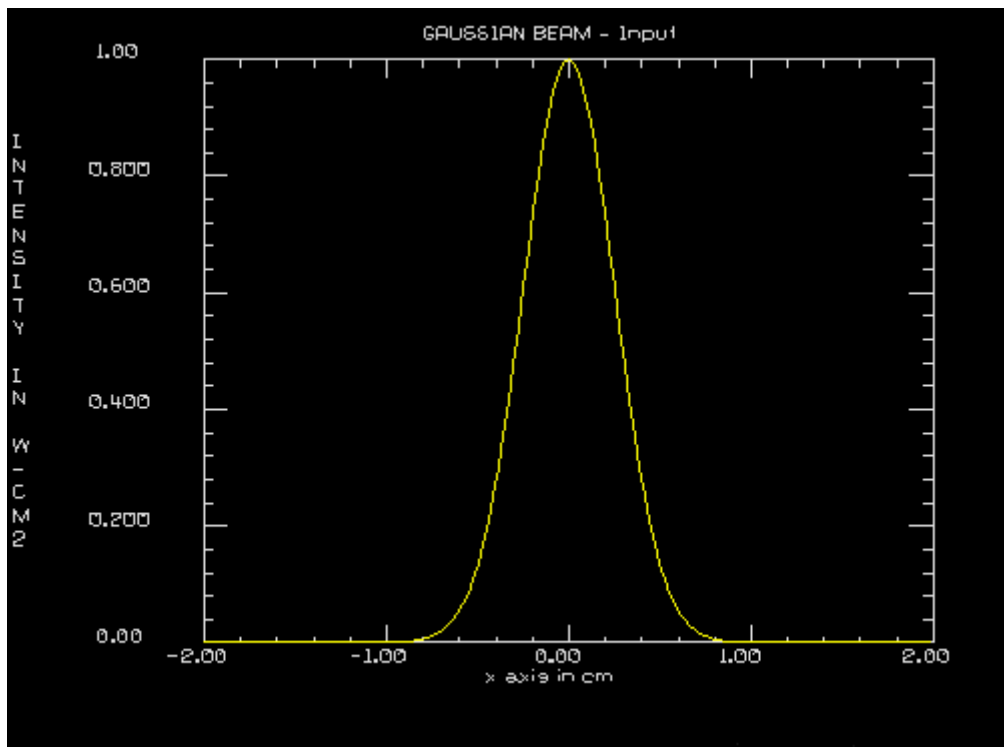
Obr. 40 Gaussovský svazek po šíření volným prostorem do vzdálenosti z_{2w_0}



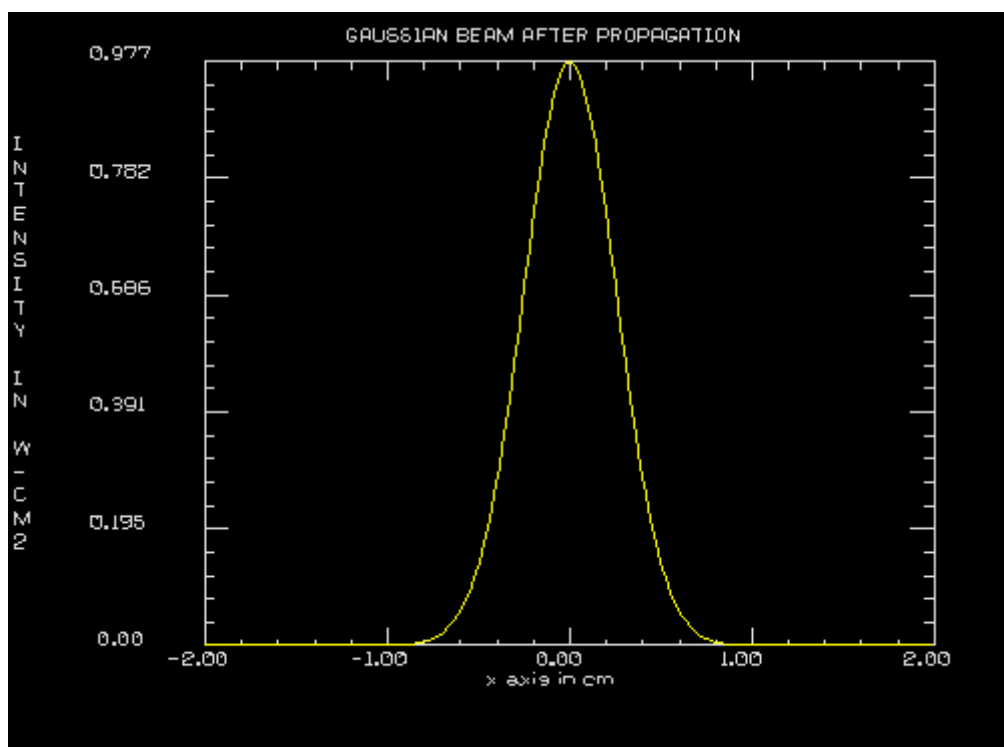
Obr. 41 Vstupní supergausssovský svazek s pasem $w_0 = 15$ cm



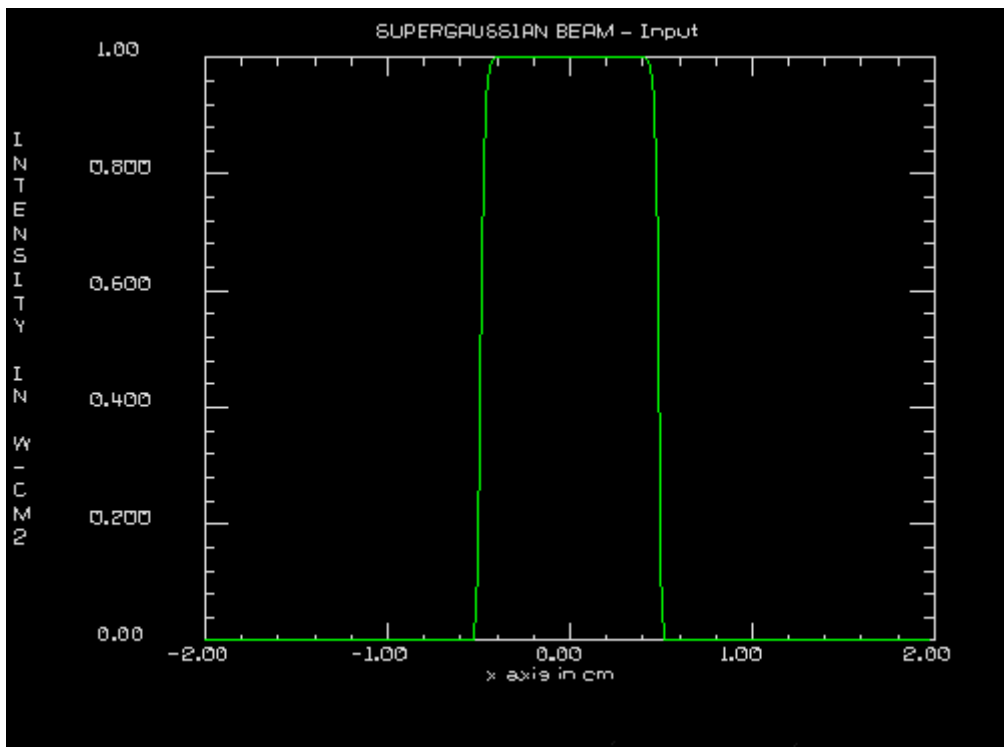
Obr. 42 Supergaussovský svazek po šíření volným prostorem do vzdálenosti z_{2w_0}



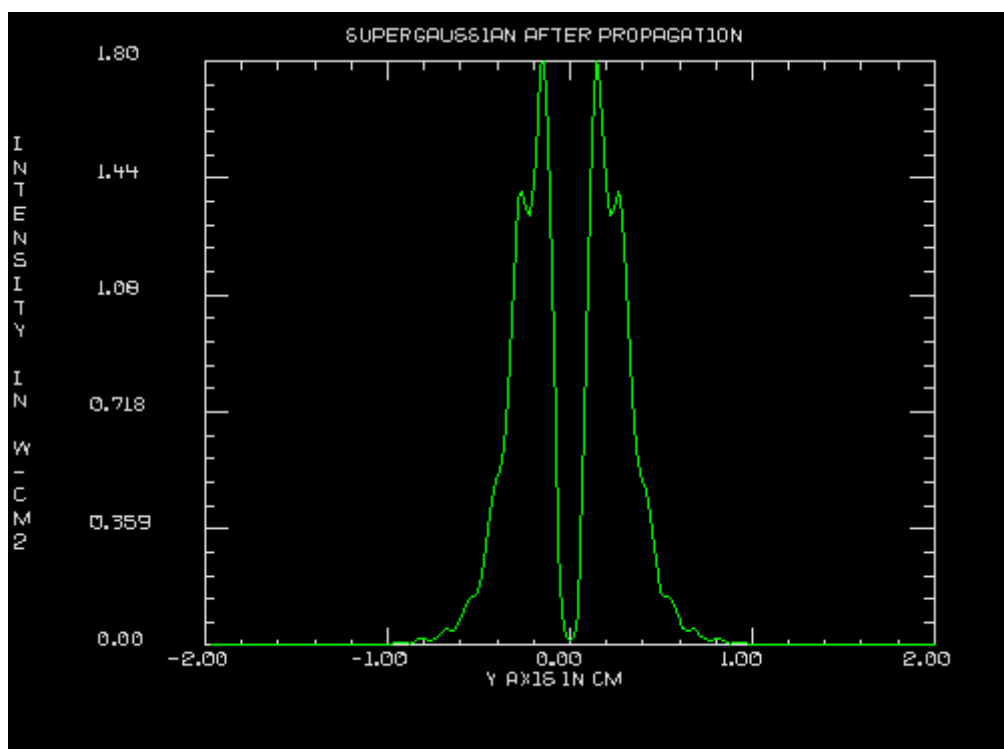
Obr. 43 Vstupní gaussovský svazek s pasem $w_0 = 0,5$ cm



Obr. 44 Gaussovský svazek po šíření volným prostorem do vzdálenosti $d = 1500$ cm



Obr. 45 Vstupní supergausssovský svazek s pasem $w_0 = 0,5$ cm



Obr. 46 Supergausssovský svazek po šíření volným prostorem do vzdálenosti $d = 1500$ cm

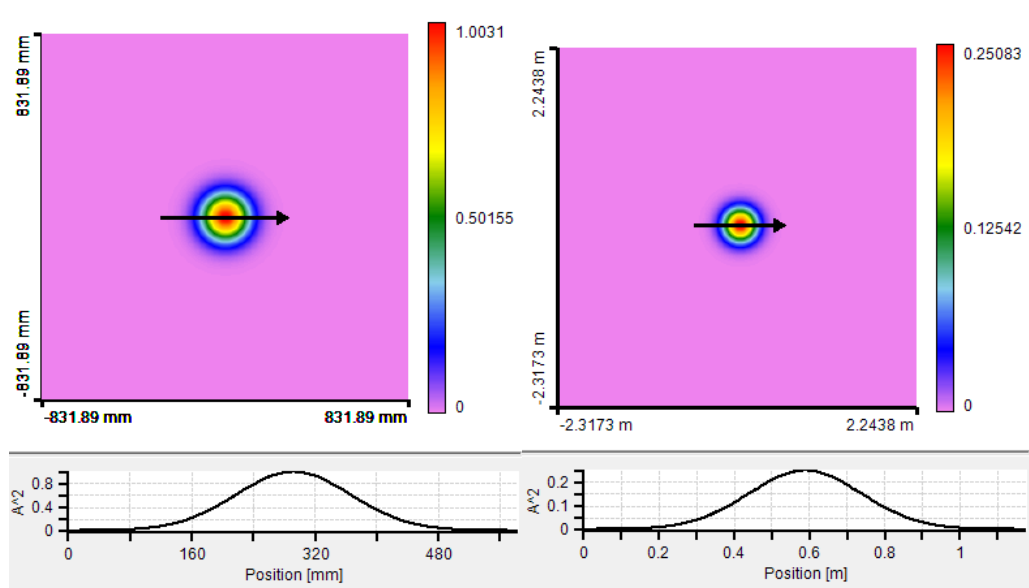
3.1.4 LightTrans VirtualLab

Poslední ověření tvaru svazku po jeho šíření do vzdálenosti $z_{2w_0} = 153039$ m bude provedeno s pomocí programu LightTrans VirtualLab. Porovnány budou dvě z metod představených v kapitole 2.4, a to konkrétně SPW operátor a jeho aproximace pro vzdálené pole.

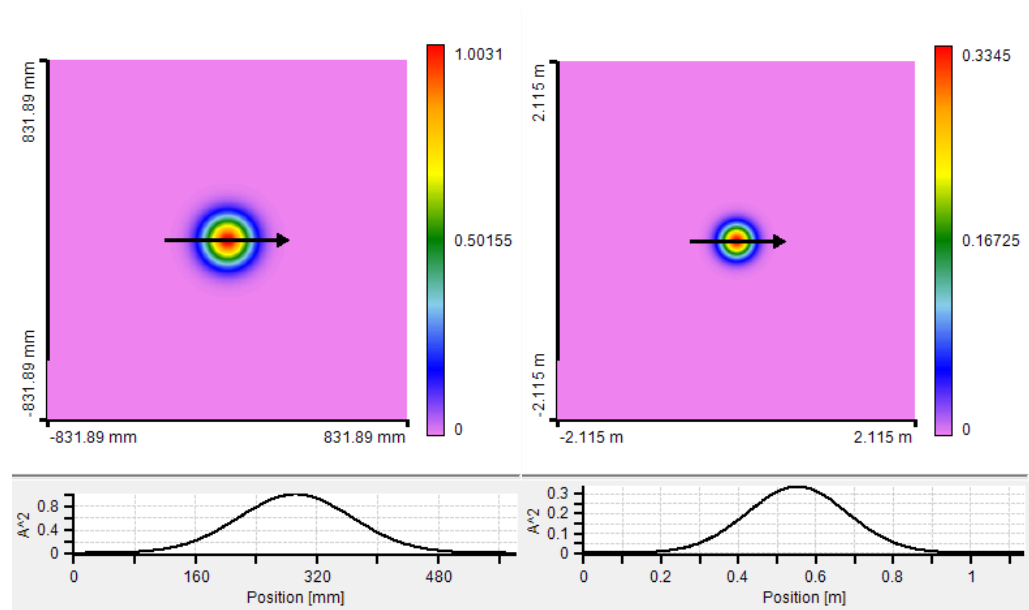
Parametry simulovaných gaussovských a supergaussovských svazků jsou pro možnost srovnání opět totožné s předcházejícími. K simulaci šíření ve VirtualLabu postačují dva bloky – zdroj gaussovského svazku a virtuální stínítka. Nastaví se parametry svazku a vzdálenost stínítka.

Při posuzování výstupů je ovšem třeba brát zřetel na to, že obrázky nejsou ve stejném měřítku.

Gaussovské svazky

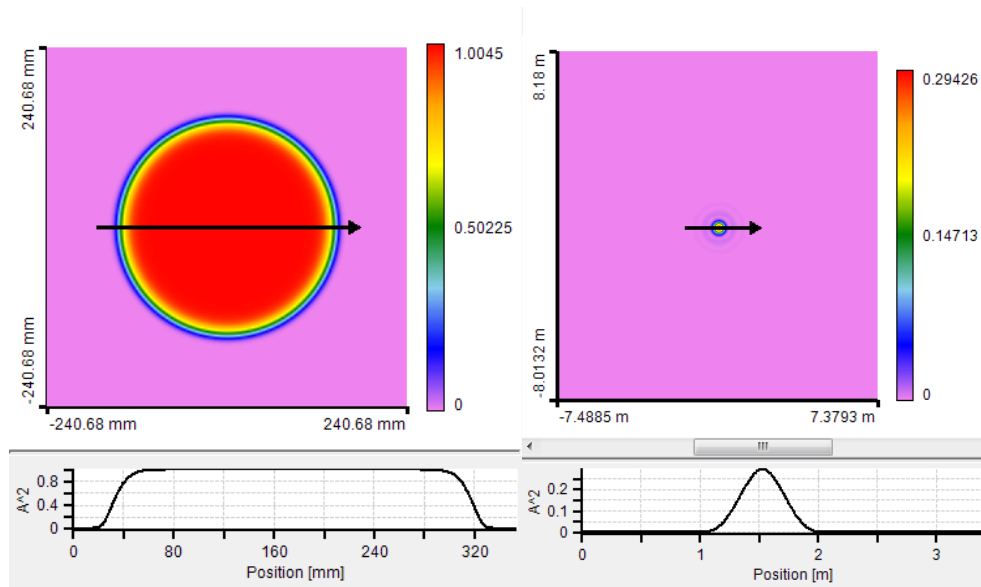


Obr. 47 Srovnání profilů vstupního a výstupního gaussovského svazku vypočteného pomocí SPW operátoru

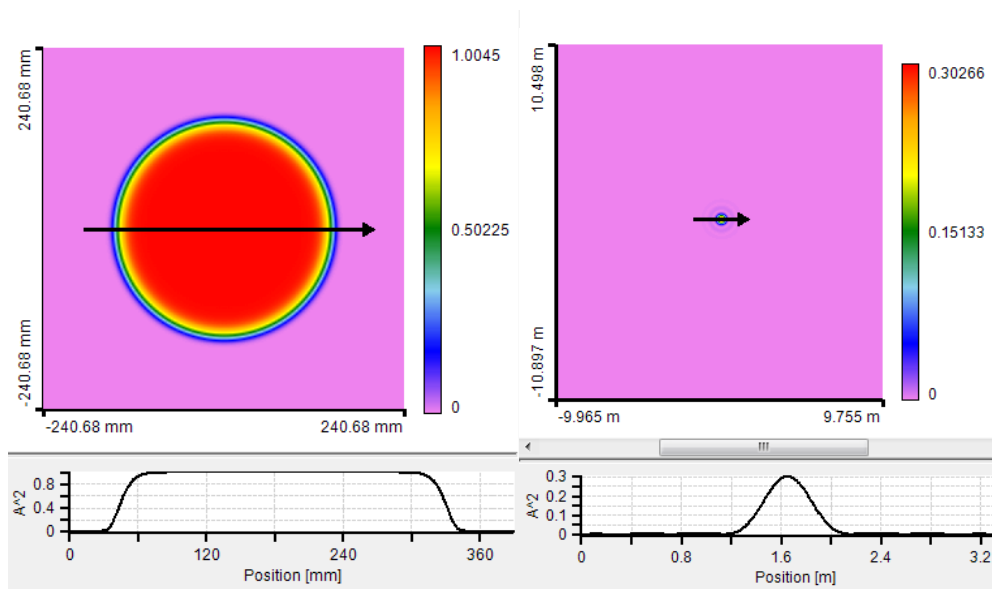


Obr. 48 Srovnání profilů vstupního a výstupního gaussovského svazku vypočteného pomocí FF operátoru

Supergaussovské svazky



Obr. 49 Srovnání profilů vstupního a výstupního supergaussovského svazku vypočteného pomocí SPW operátoru



Obr. 50 Srovnání profilů vstupního a výstupního supergaussovského svazku vypočteného pomocí FF operátoru

3.1.5 Porovnání numerických metod pro výpočet volného šíření

Pro výpočet volného šíření gaussovských a supergaussovských svazků byly využity celkem čtyři numerické metody z nástrojového balíčku LightPipes, programy OSLO, GLAD a dvě metody z programu VirtualLab. Stopa gaussovského svazku byla taktéž vypočtena pomocí vztahu (126). Všechny provedené simulace jsou v souladu s tímto výpočtem.

V případě nástrojového balíčku LightPipes se jednalo o spektrální metodu založenou na FFT (LPForward), dále to byla přímá integrace difrakčního integrálu s užitím konvolučního teorému (LPFresnel), metoda přímé integrace difrakčního integrálu (LPForward) a metoda konečných prvků (LPSteps). Následně byla využita FDP metoda programu GLAD a také SPW a FF metoda v programu LightTrans VirtualLab.

Nejdříve je třeba začít srovnáním těchto metod v případě šíření jednoduchého gaussovského svazku. Porovnávat lze různé aspekty výpočtu, shodu velikosti stopy s výpočtem (126), vliv reflexe od hranice a její vliv na interferenci (jinými slovy vliv rozměru sítě na výpočet) a samozřejmě také výpočetní čas. Co se týká velikosti stopy, tak byly všechny metody dostatečně přesné. K odchýlkám dochází vlivem omezení rozlišení výpočetní sítě na matici $64 \text{ px} \times 64 \text{ px}$, kterými disponuje demoverze¹⁸ LightPipes. Tento nedostatek lze kompenzovat vhodným nastavením velikosti výpočetní sítě u plné verze. Větší rozlišení u plné verze LightPipes by umožnilo zabránění nežádoucích interferenčních vlivů. U trial verze VirtualLabu je možné nastavovat velikost sítě libovolně dle výkonu PC.

V případě vzniku interferenčních jevů nejsou metody ekvivalentní. U procedury LPForward a LPSteps je možné na Obr. 23 a 29 jasně pozorovat silný vliv interference. Se zmenšující se aperturou podléhá pole interferenci více. Za zmínku stojí také vznik vedlejších maxim u procedury LPFresnel.

Co se týká rychlosti jednotlivých procedur, tak se ukázalo výhodné využívat proceduru LPForward založenou na FFT. Nejpomalejší naopak byla procedura LPSteps, která k výpočtu využívá třídiagonálního diferenčního schématu pro řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice. Mezi těmito dvěma metodami se umístily LPFresnel a LPForward.

U supergaussovských svazků je možné si všimnout zásadního rozdílu oproti gaussovským a tím je, že se nezachovává tvar svazku. Použitý supergaussovský svazek měl příčný profil intenzity téměř uniformní, většinou se pro něj používá název *tophat* svazek. Výstupní svazky měly charakter spíše gaussovský. Problém interference se v případě procedur LPForward a LPSteps projevil u supergaussovských svazků ještě silněji než u gaussovských. Pro nejmenší rozměr sítě již není možné rozeznat tvar

¹⁸Plná verze nebyla k dispozici.

svazku a vyskytují se obrazce podobné těm, které je možné sledovat například v kaleidoskopu. Malá vedlejší maxima vznikají opět jak u procedury LPFresnel, tak nově i u LPForward. LPSteps se ukazuje jako zcela nepoužitelná. Výsledný svazek se v ničem nepodobá svazku získanému ostatními procedurami. Velikosti průměrů ozářených plošek není možné ověřit podobně jednoduchým vzorcem jako u gaussovských svazků.

Procedury využívající FFT byly rychlejší než metody založené na přímé integraci, či řešení třídiagonálního diferenčního schématu, což je důsledek nižšího počtu numerických operací.

Na rozdíl od LightPipes se zdá, že není možno v GLADu manuálně zvolit používanou numerickou metodu. Nicméně výsledky dosažené pro volné šíření svazku do charakteristické vlastnosti z_{2w_0} jsou v dobré shodě s očekávanými dle výpočtu (126) a simulacemi provedených v LightPipes.

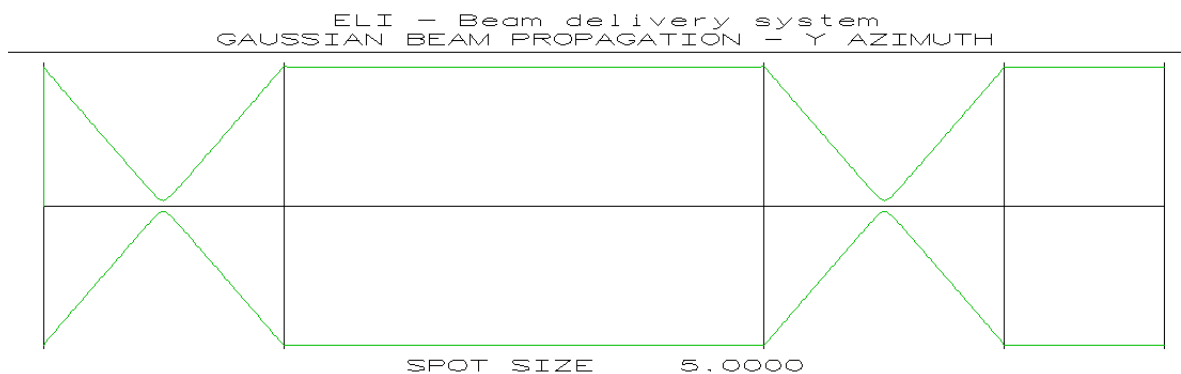
Taktéž výstupy z VirtualLabu jsou více než uspokojivé a souhlasí s předchozími. V kombinaci s uživatelskou přívětivostí a propracovanými grafickými výstupy se zdá být VirtualLab výborným nástrojem pro simulace tohoto druhu. Problémem může být větší náročnost na výpočetní výkon použitého počítače a v neposlední řadě také cena tohoto programu.

3.2 Šíření svazků optickými systémy

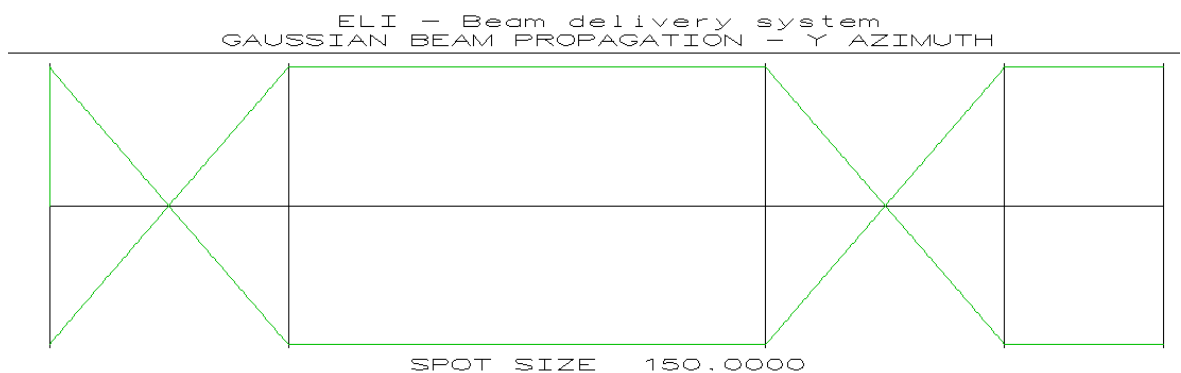
3.2.1 OSLO

Před použitím metod vlnové optiky, které nabízí program GLAD, je velice ilustrativní prohlédnout si šíření paraxiálního gaussovského svazku v programu OSLO.

Na *Obr. 51* a *52* jsou zaznamenány simulace šíření paraxiálního gaussovského svazku transportním teleskopem, a to pro velikosti pasu $w_0 = 5$ mm, respektive $w_0 = 150$ mm. Druhá hodnota odpovídá velikosti pasu svazku pulzního laseru, který se bude v ELI pravděpodobně používat. První hodnota slouží jen jako kontrola funkčnosti teleskopu i pro více divergující svazky. Z obrázků je možné vypožorovat, že teleskop skutečně přenáší svazky takovým způsobem, že zachovává jejich vstupní tvar. Jelikož je využívána pouze paraxiální aproximace, pak se opět zdá, jako v případě paprsků, že nezáleží na vzdálenosti d .



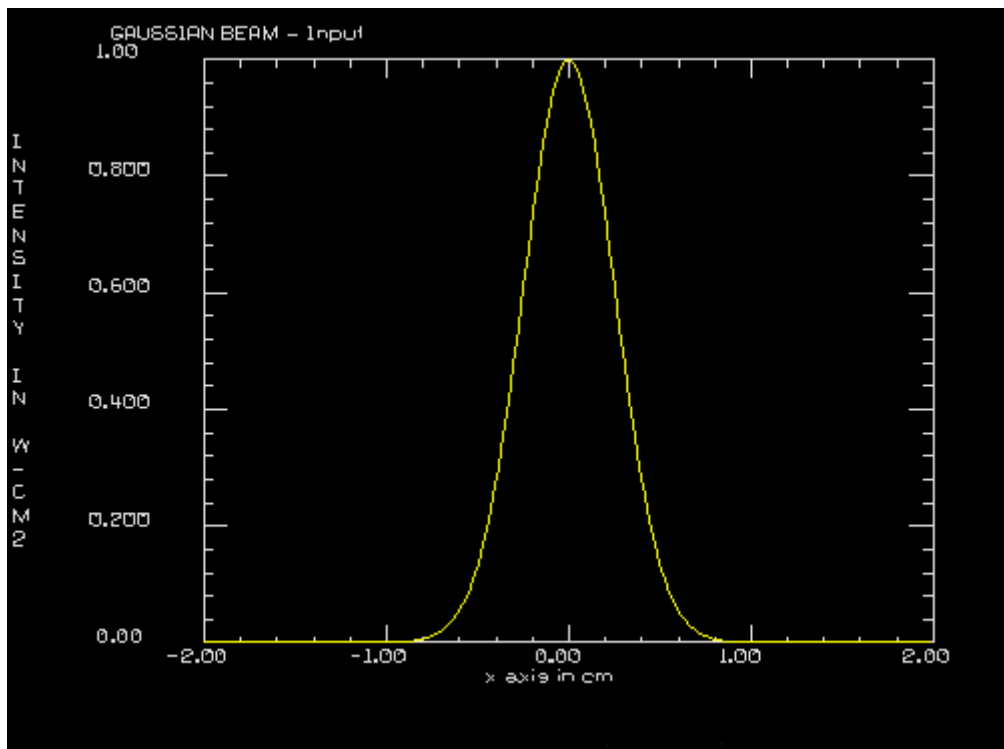
Obr. 51 Šíření paraxiálního gaussovského svazku transportním teleskopem ($w_0 = 5$ mm)



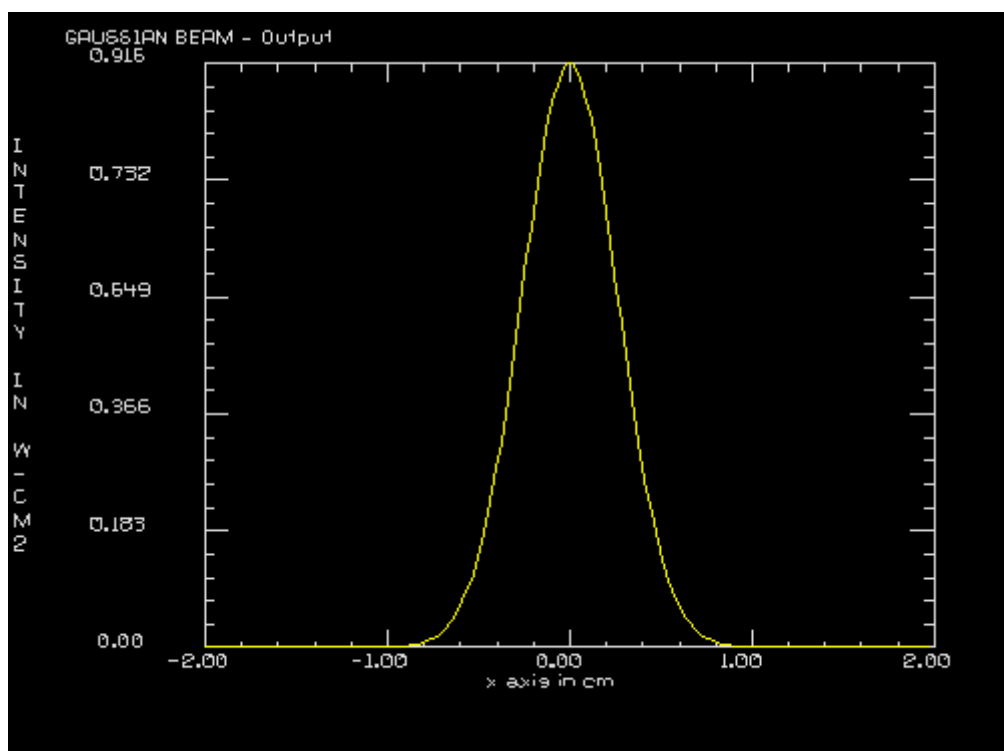
Obr. 52 Šíření paraxiálního gaussovského svazku transportním teleskopem ($w_0 = 150$ mm)

3.2.2 GLAD

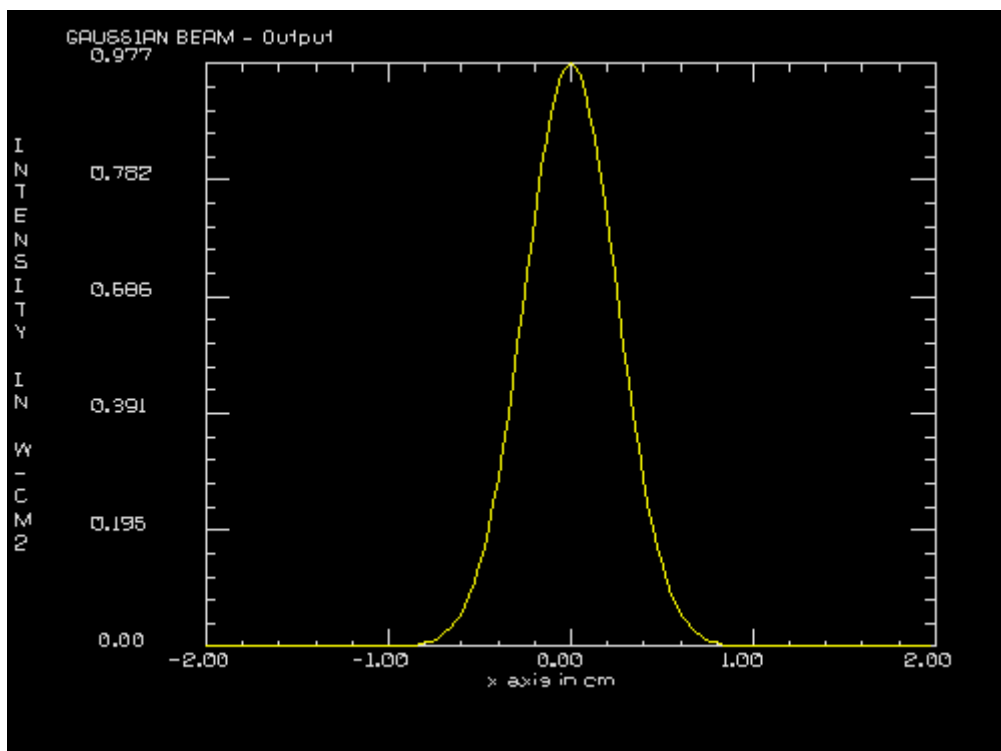
Pro několik iterací délky d transportního teleskopu jsou provedeny simulace přenosu jak gaussovských, tak supergaussovských svazků. *Obr. 53* a *57* reprezentují vstupní gaussovský a supergaussovský svazek. Poté následují tři varianty nastavení transportního teleskopu pro $d = 6$ m, 3 m a 1,5 m. Přenos obou typů svazků (s pasem $w_0 = 0,5$ cm) pro jednotlivé iterace je možné vidět na *Obr. 54–56* pro gaussovské svazky a na *Obr. 58–60* pro supergaussovské svazky. Z těchto obrázků je na první pohled zřetelné, že se zkracováním stavební délky transportního teleskopu lépe zachovává během šíření tvar vstupního svazku. Tento závěr platí pro svazky s pasem $w_0 = 0,5$ cm. V projektu ELI se budou využívat svazky s pasy o průměrech v řádu několika centimetrů. Lze očekávat, že pro méně divergující svazky bude teleskop fungovat stejně dobře, o čemž je možné se skutečně přesvědčit na *Obr. 61–64*.



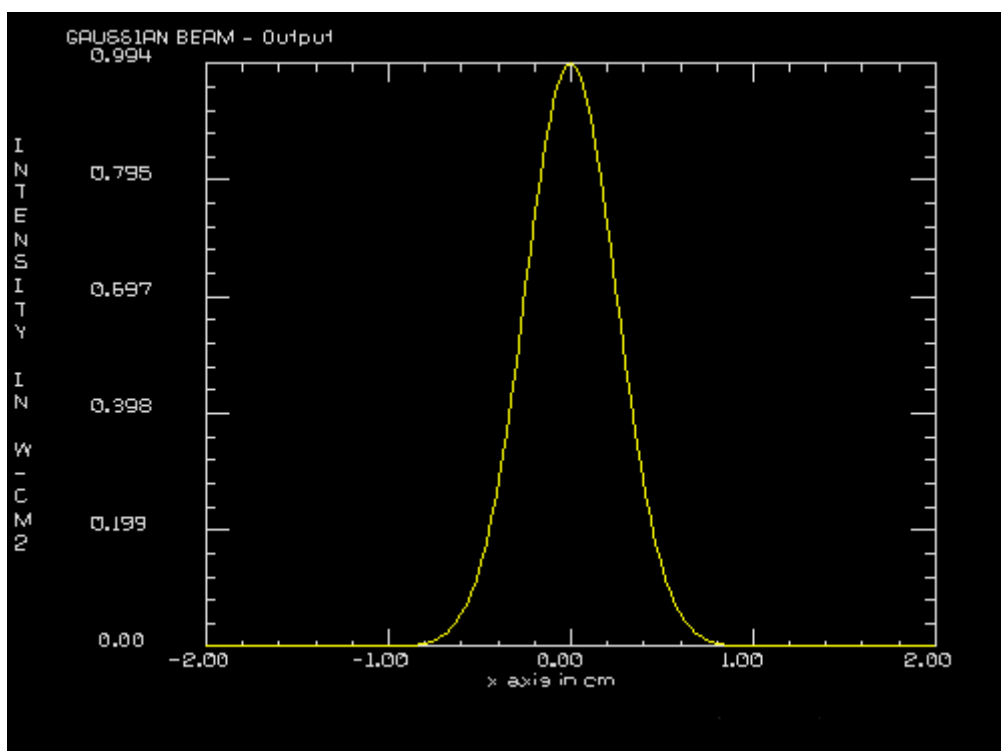
Obr. 53 Vstupní gaussovský svazek s pasem $w_0 = 0,5$ cm



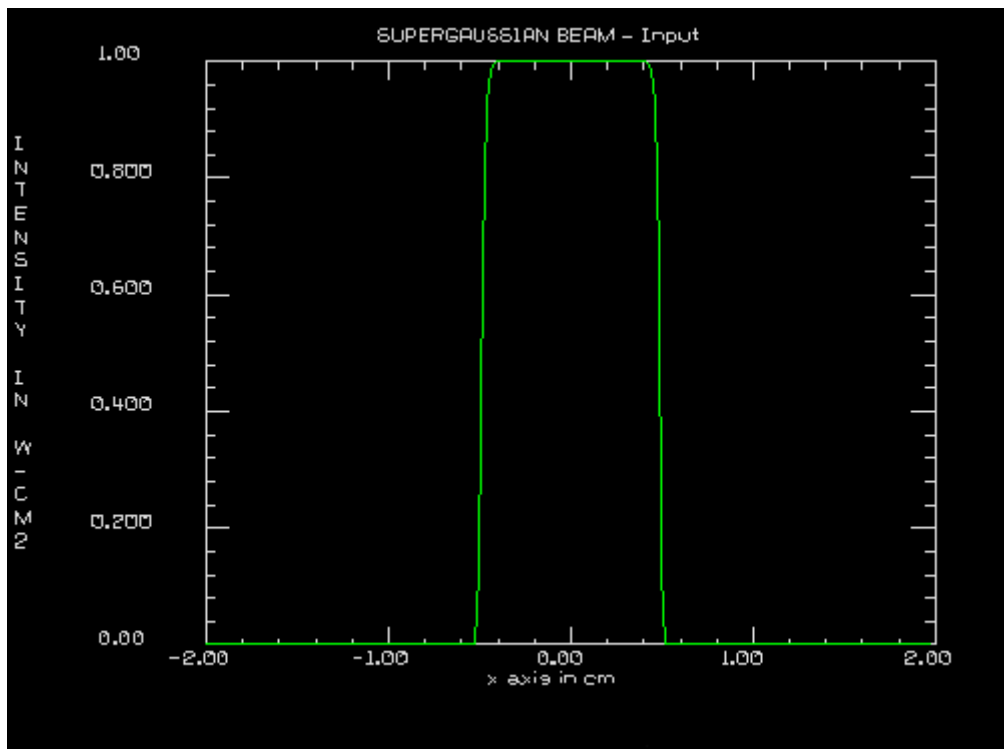
Obr. 54 Výstupní gaussovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 6000$ cm



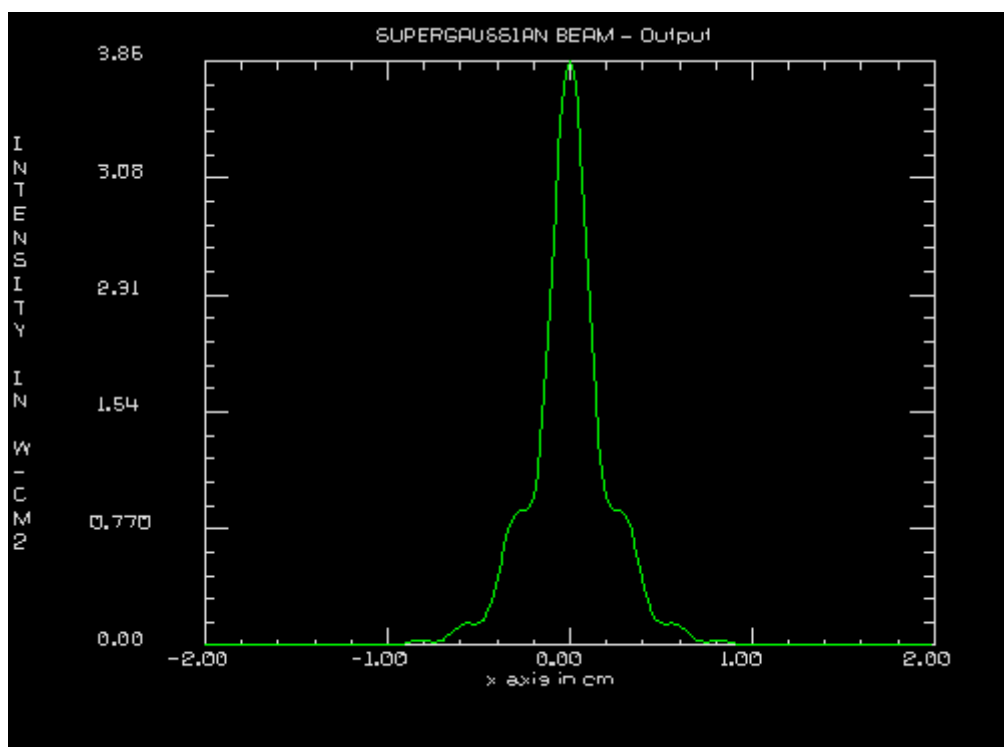
Obr. 55 Výstupní gaussovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 3000$ cm



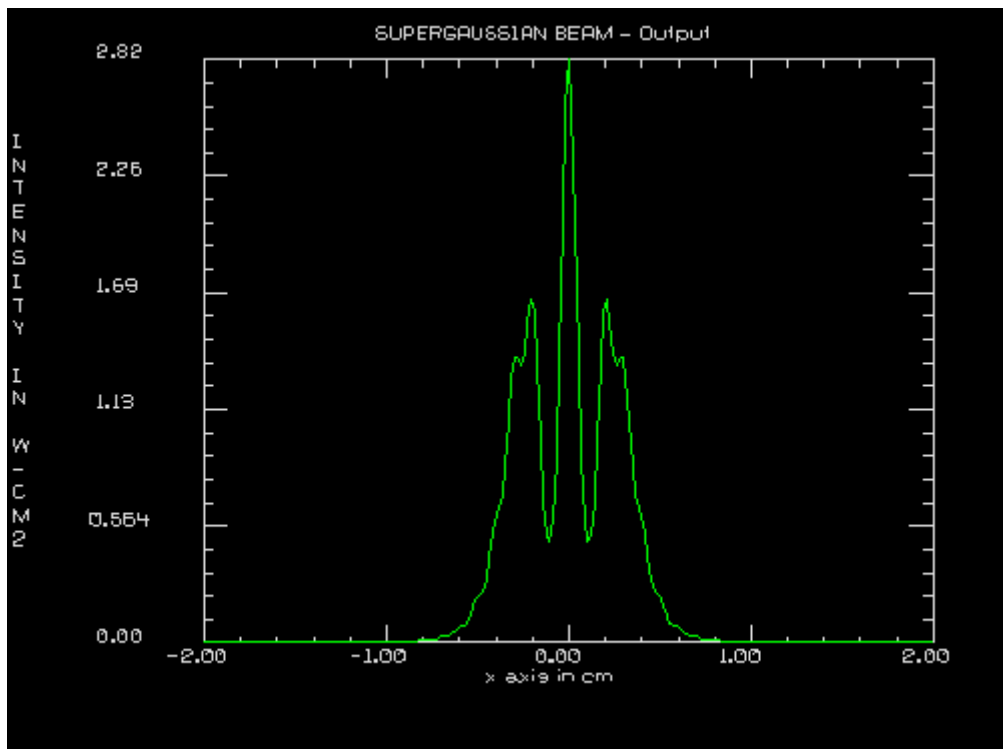
Obr. 56 Výstupní gaussovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 1500$ cm



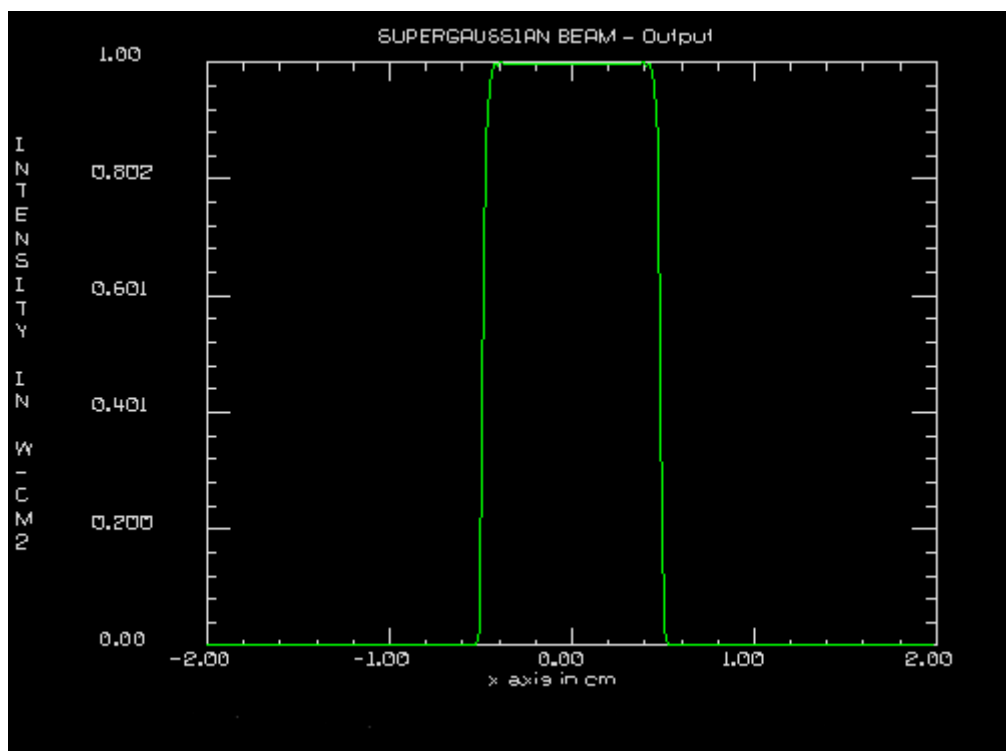
Obr. 57 Vstupní supergausssovský svazek s pasem $w_0 = 0,5$ cm



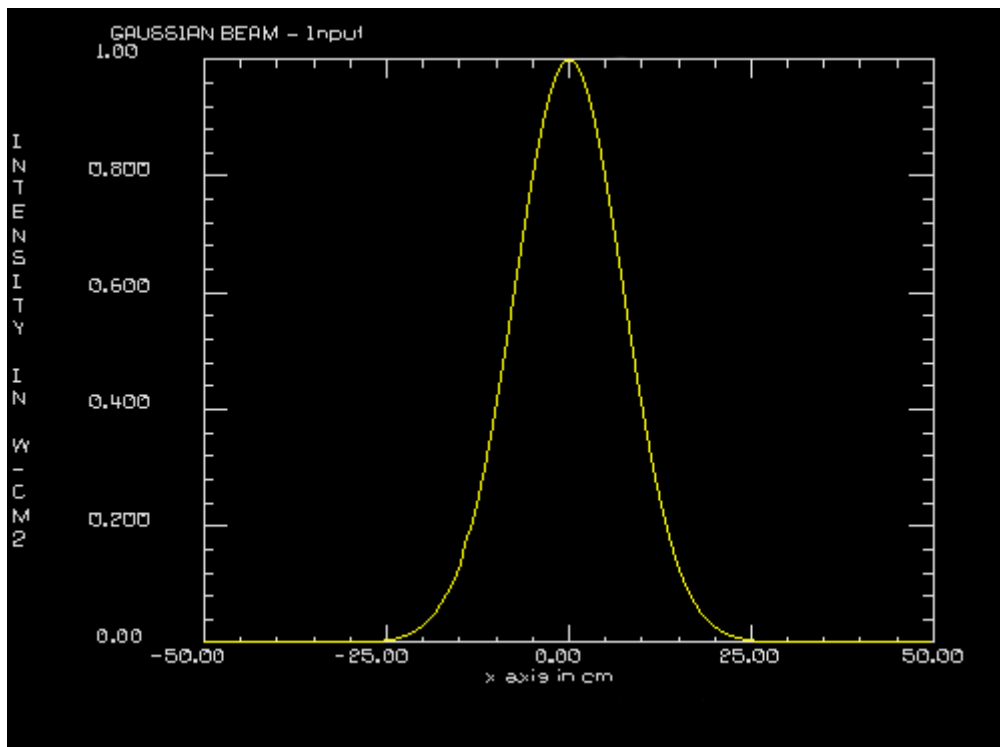
Obr. 58 Výstupní supergausssovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 6000$ cm



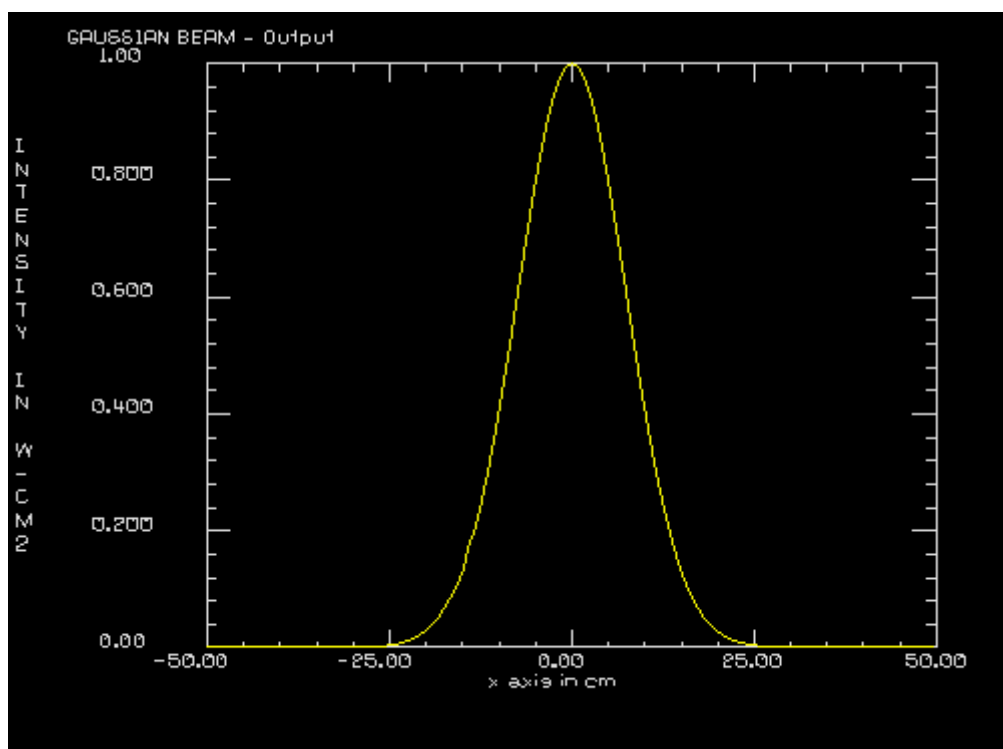
Obr. 59 Výstupní supergaussouský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 3000$ cm



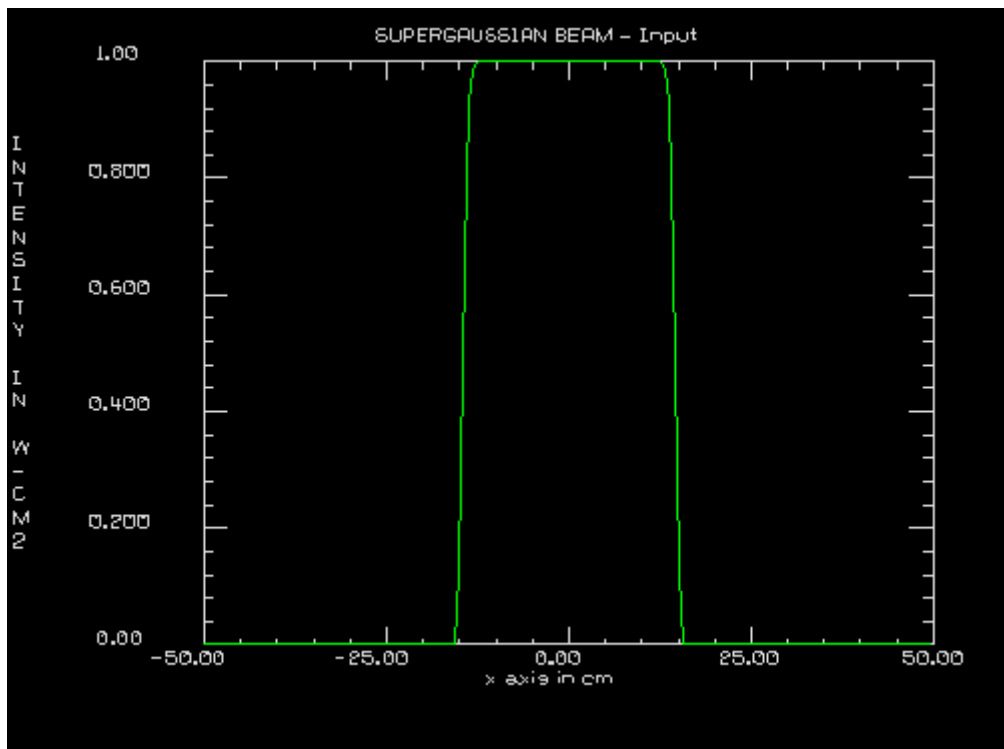
Obr. 60 Výstupní supergaussouský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 1500$ cm



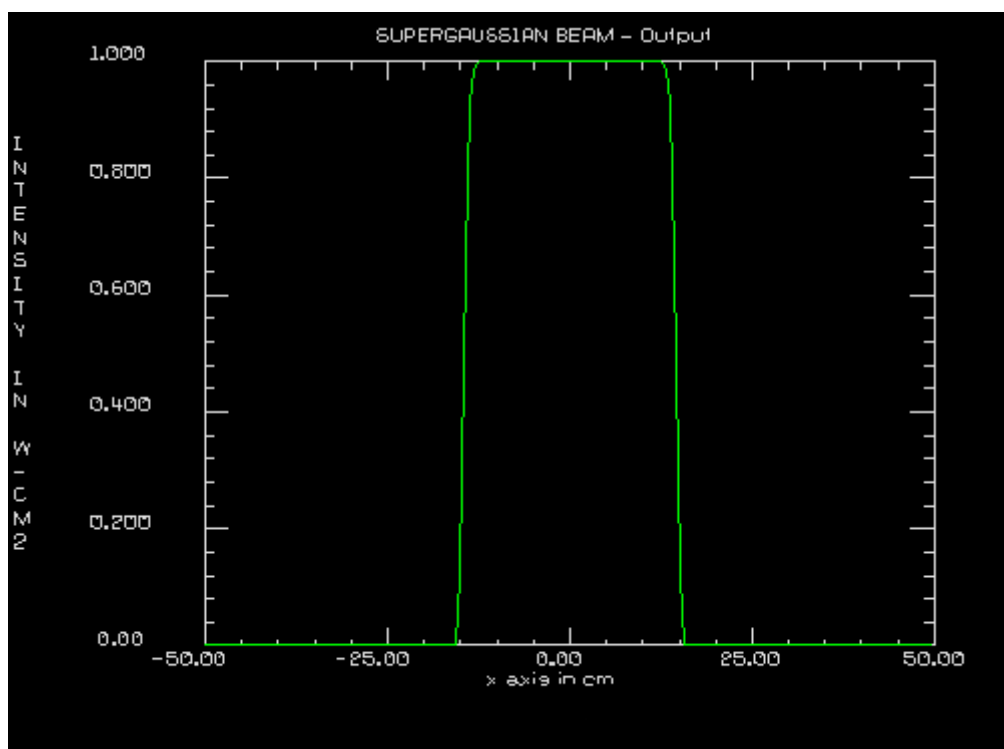
Obr. 61 Vstupní gaussovský svazek s pasem $w_0 = 15,0$ cm



Obr. 62 Výstupní gaussovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 1500$ cm



Obr. 63 Vstupní supergausssovský svazek s pasem $w_0 = 15,0$ cm



Obr. 64 Výstupní supergausssovský svazek po šíření transportním teleskopem se zrcadly ve vzdálenosti $d = 1500$ cm

3.2.3 Zhodnocení vlastností navrženého transportního teleskopu

Z hlediska geometrické optiky je transportní teleskop afokálním optickým systémem, který kolimované vstupní svazky převádí na kolimované výstupní svazky. Přístupem geometrické optiky není možné zachytit souvislost mezi změnou tvaru svazku při přenosu a vzdáleností mezi zrcadly d .

Tento vztah odhalí až metoda vlnové optiky. Ukazuje se, že je možné najít specifickou konfiguraci transportního teleskopu, která zachová tvar svazku po jeho přenosu. Nalezená vzdálenost funguje jak pro silně divergentní svazky, tak i pro méně divergentní. Výhodnost použití transportního teleskopu se ovšem ukáže až u výrazněji divergujících svazků, kde v porovnání s případem bez teleskopu je možné jeho zařazením výrazně zlepšit kvalitu výstupních svazků (pro srovnání *Obr. 43–46*, *Obr. 57*, *Obr. 60–64*). Nutnost použití transportních teleskopů pro málo divergující svazky je tedy silně diskutabilní. Jediný důvod jejich použití by byl v nutnosti změnit směr trajektorie svazku.

3.3 Šíření pulzů optickými systémy

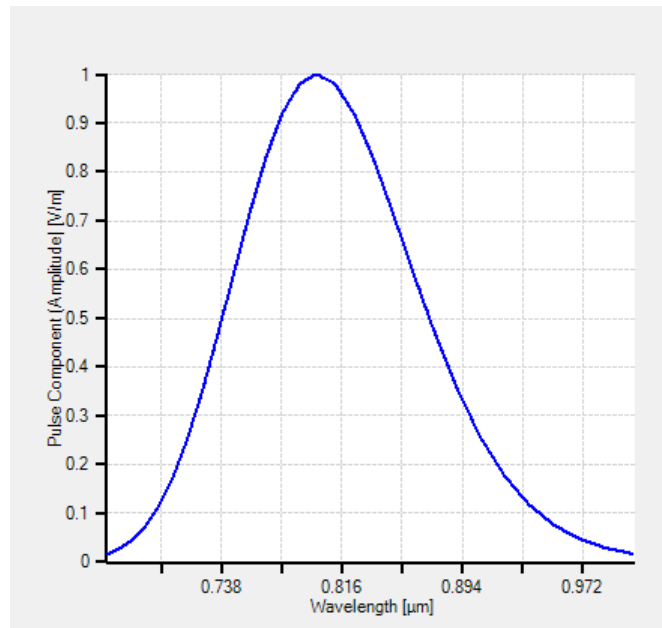
LightTrans VirtualLab jako jediný z testovaných programů nabízí uživatelsky přístupnou možnost simulace šíření a transformace optických pulzů, proto v této kapitole nejsou představeny výsledky z ostatních použitých programů.

3.3.1 LightTrans VirtualLab

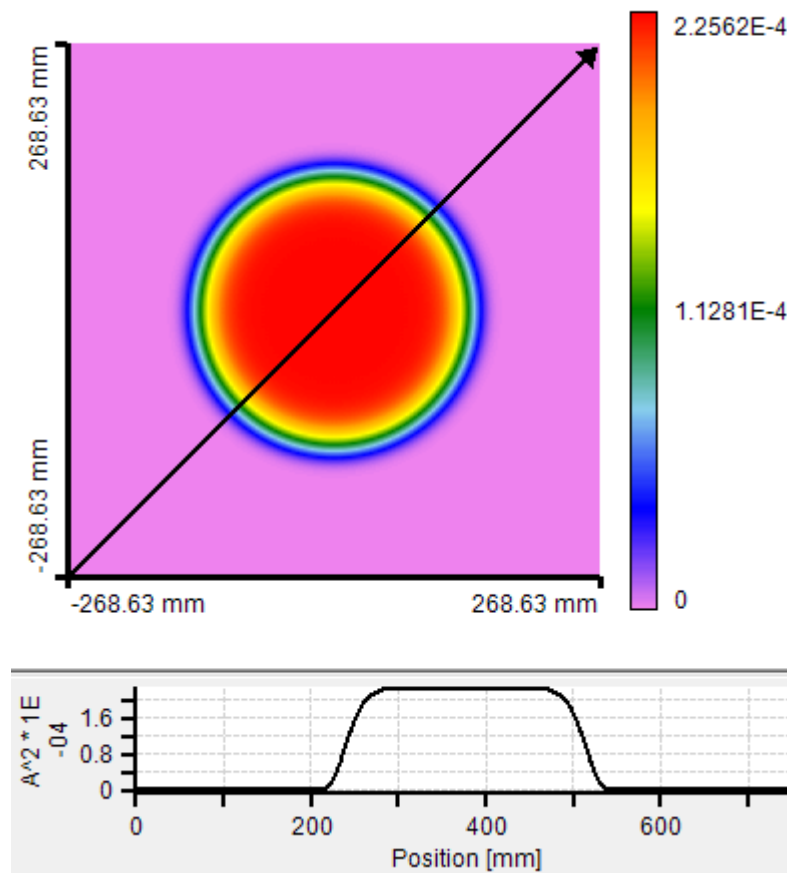
Nyní bude prezentována simulace transformace femtosekundového pulzu reálnou a ideální čočkou, která by měla být plně v souladu s teorií popsanou v kapitole 1.4.1.

V simulaci bude použito optického pole se supergaussovským prostorovým a gaussovským časovým rozložením. Délka trvání pulzu je $\tau_p = 10$ fs, střední vlnová délka $\lambda = 800$ nm, šířka zůstává totožná s předešlými simulacemi, tedy $w_0 = 150$ mm a taktéž $n = 10$ (viz *Obr. 65–68*).

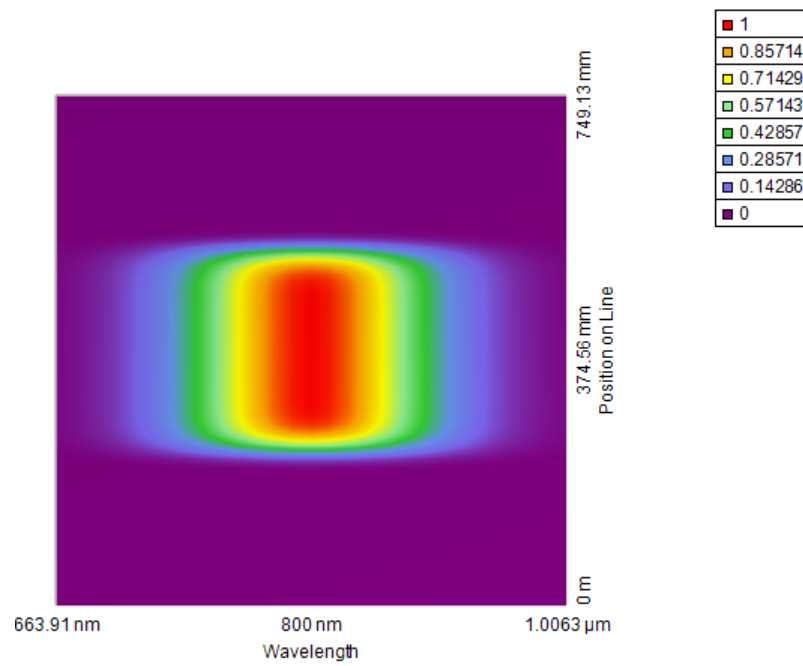
Studován je průměr ozářené plošky, spektrum a časové rozložení pole v rovinách 10 cm před ohniskem, v ohnisku a 10 cm za ohniskem čočky. Ve dvojicích jsou vždy na levé straně obrázku ukázány simulace pro reálnou čočku a na pravé straně pro ideální čočku (viz *Obr. 69–77*). K simulaci stačí pouhé tři elementy v blokovém diagramu. Je to supergaussovský zdroj, který se gaussovsky moduluje v čase, optický systém (OIS – optical interface sequence pro reálnou čočku a Ideal Lens pro ideální čočku) a virtuální stínítko. Použitá čočka je plankonvexní s tloušťkou $d = 20$ mm, průměrem $\varphi = 200$ mm, poloměrem křivosti $R = 3495$ mm. Čočka je z materiálu BK7 ($n = 1,5088997$), z čehož vyplývá ohnisková vzdálenost $f = 6,861$ m pro světlo o vlnové délce $\lambda = 900$ nm.



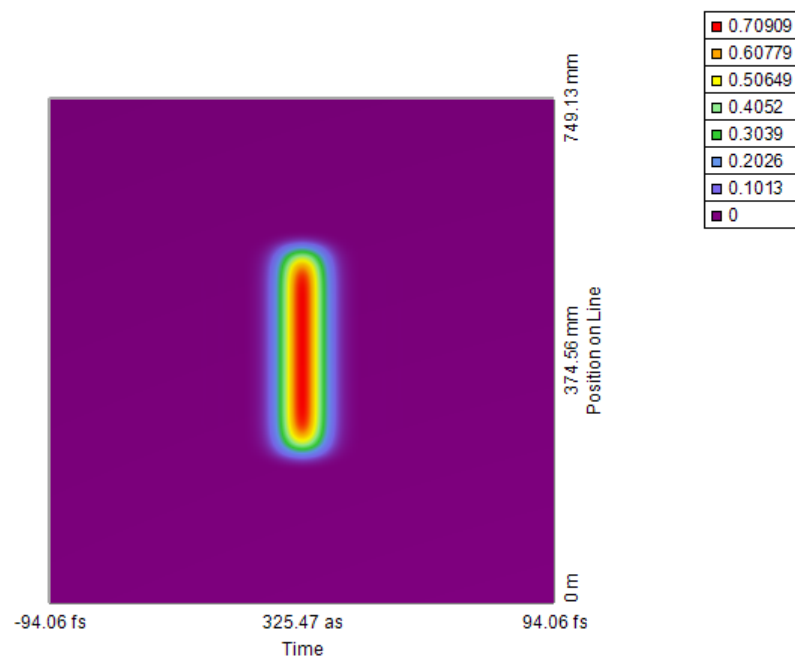
Obr. 65 Spektrum pulzu o trvání $\tau_p = 10$ fs a střední vlnové délce $\lambda = 800$ nm s časovým gaussovským rozložením



Obr. 66 Vstupní tvar pulzu o střední vlnové délce $\lambda = 800$ nm s časovým gaussovským a prostorovým supergausssovským rozložením

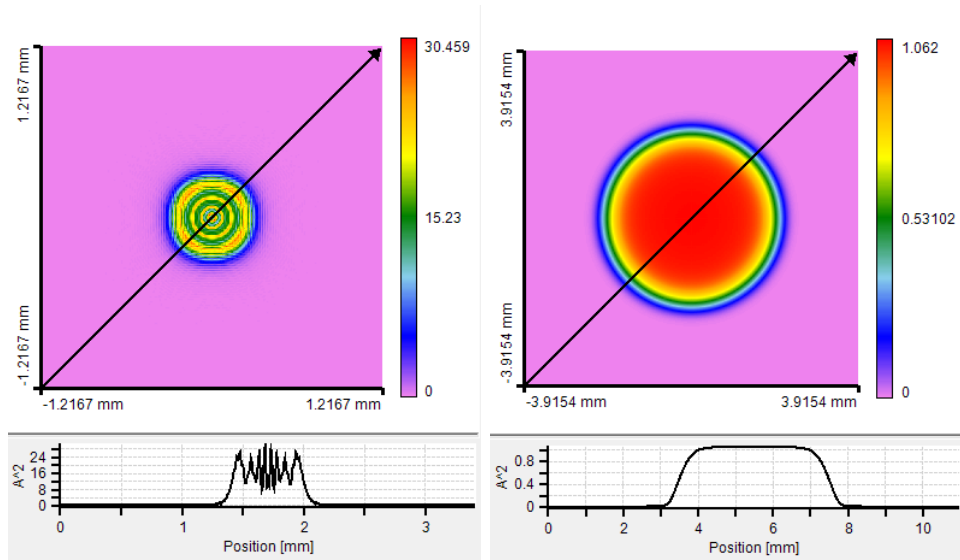


Obr. 67 Frekvenční spektrum vstupního supergaussovského pulzu

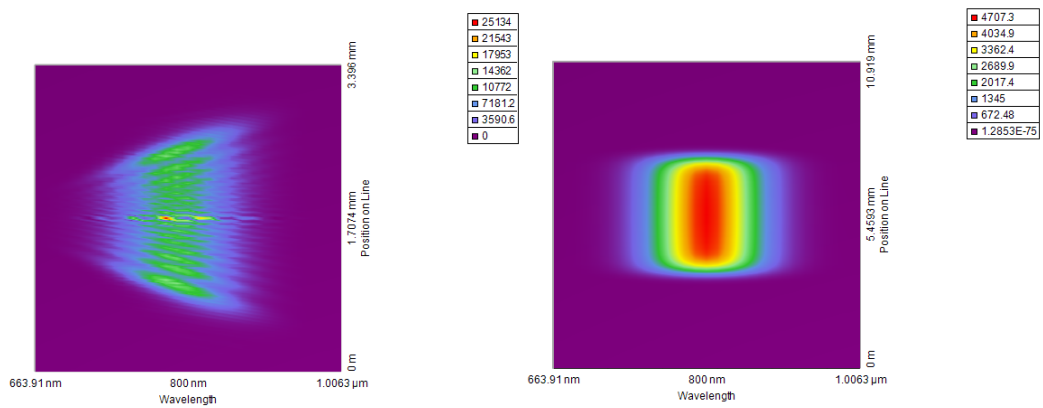


Obr. 68 Časový průběh vstupního pulzu

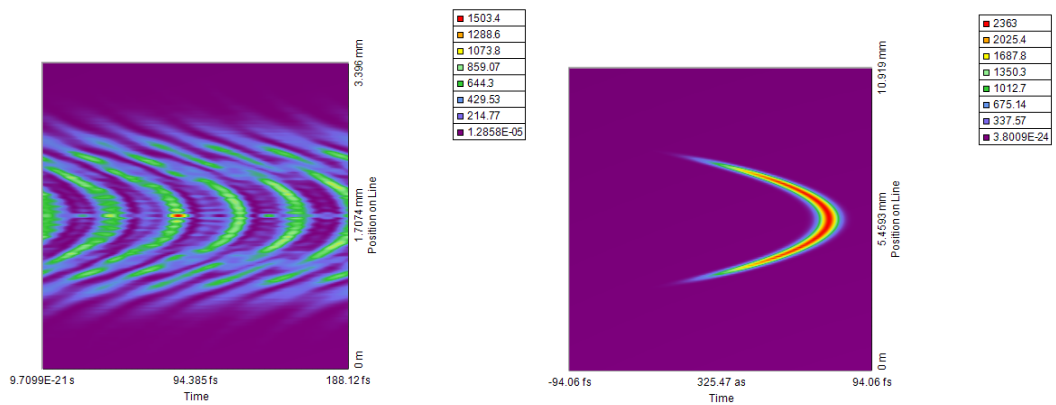
Stínítko v rovině 10 cm před ohniskem reálné a ideální čočky



Obr. 69 Srovnání tvaru pole přeneseného reálnou (vlevo) a ideální (vpravo) čočkou v rovině 10 cm před ohniskem

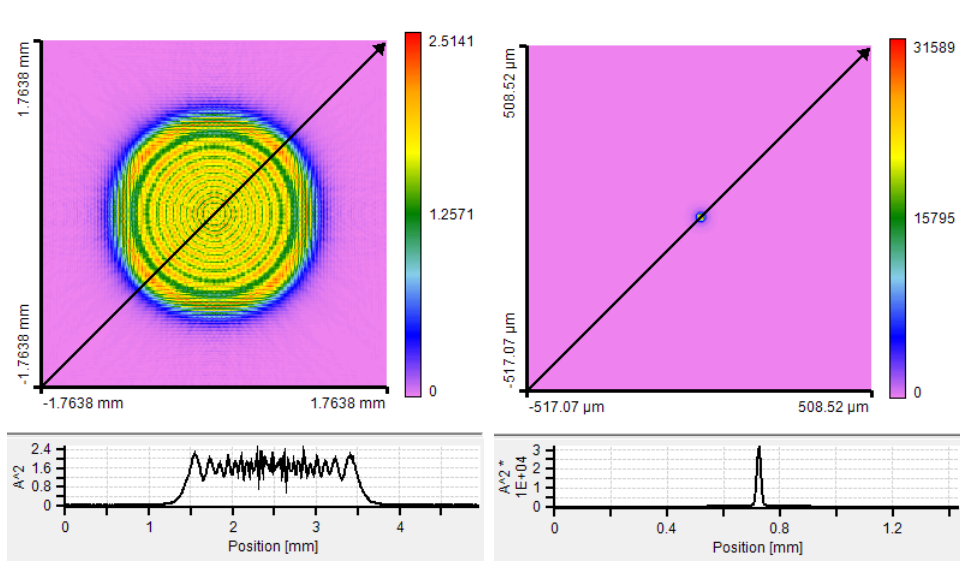


Obr. 70 Srovnání frekvenčních spekter polí přenesených pomocí reálné a ideální čočky

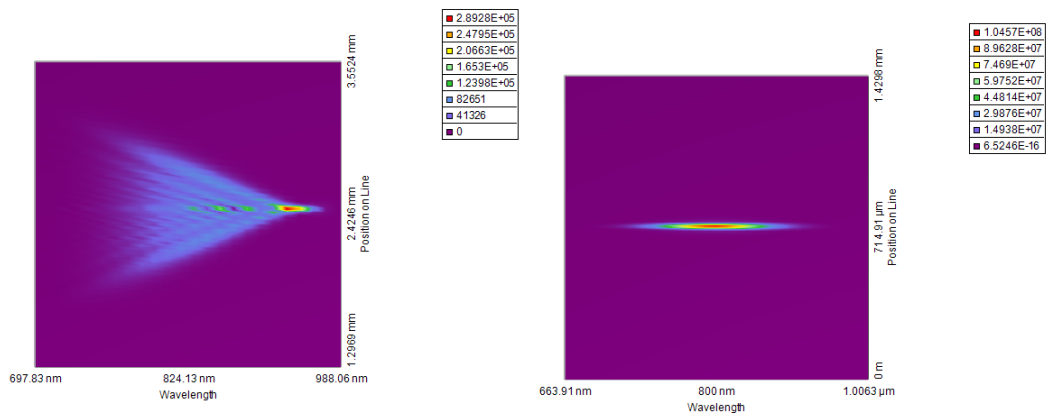


Obr. 71 Srovnání tvaru pulzů v časové oblasti při přenesení reálnou a ideální čočkou

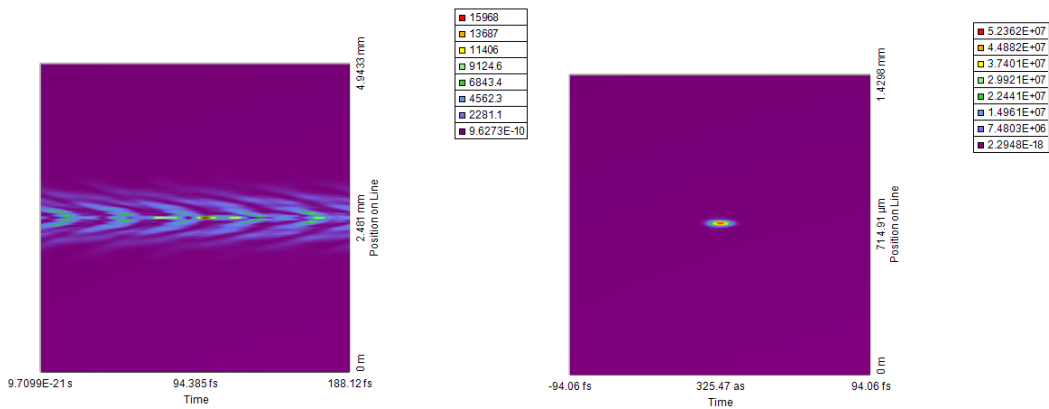
Stínítko v ohniskové rovině reálné a ideální čočky



Obr. 72 Srovnání tvaru pole přeneseného reálnou a ideální čočkou v ohnisku

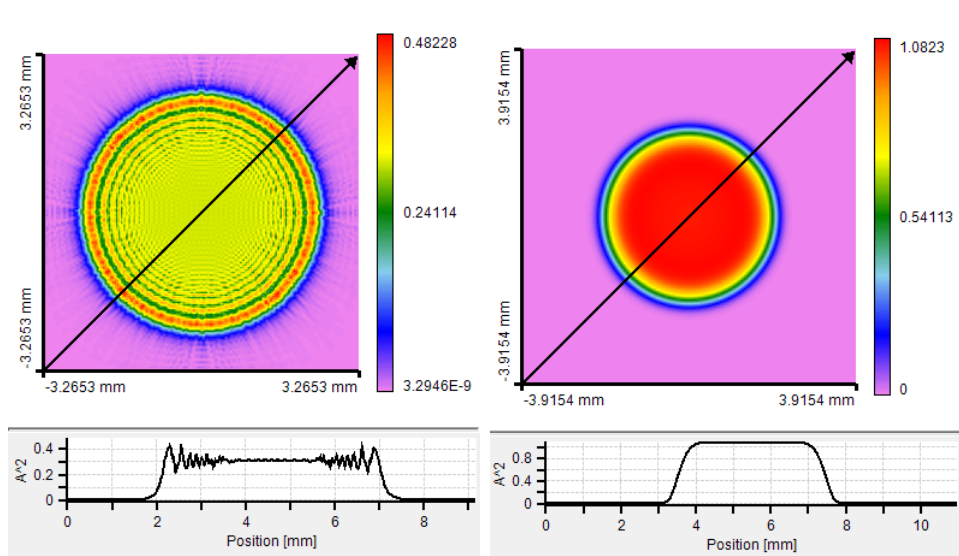


Obr. 73 Srovnání frekvenčních spekter polí přenesených pomocí reálné a ideální čočky

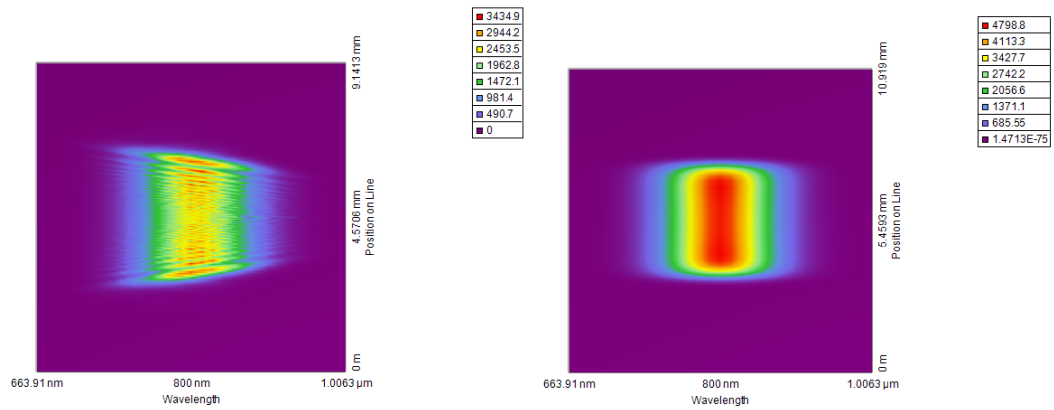


Obr. 74 Srovnání tvaru pulzů v časové oblasti při přenesení reálnou a ideální čočkou

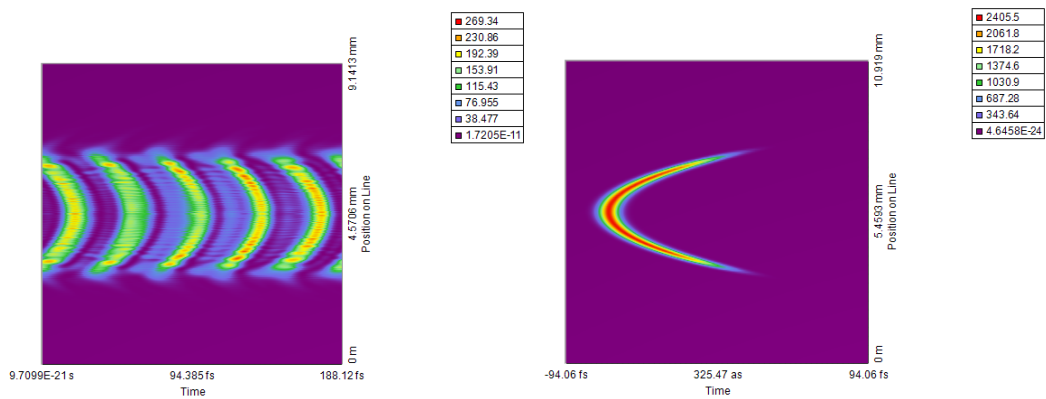
Stínítka v rovině 10 cm za ohniskem reálné a ideální čočky



Obr. 75 Srovnání tvaru pole přeneseného reálnou a ideální čočkou v rovině 10 cm za ohniskem



Obr. 76 Srovnání frekvenčních spekter polí přenesených pomocí reálné a ideální čočky



Obr. 77 Srovnání tvaru pulzů v časové oblasti při přenesení reálnou a ideální čočkou

Výsledné simulace odpovídají teoretickým očekáváním prezentovaným v kapitole 1.4.1. Potvrzuje se, že ideální čočka zachová frekvenční spektrum (viz *Obr. 67, 70, 73 a 76*). Taktéž v časové oblasti je možné u ideální čočky pozorovat předpovězené vlastnosti (viz *Obr. 71, 74 a 77*). Nicméně při srovnání s *Obr. 7* si je třeba uvědomit, že simulace z VirtualLabu mají na osách jiné veličiny. Zatímco *Obr. 71, 74 a 77* vyjadřují, jak dlouhou dobu bude trvat než určitá příčná část pulzu dorazí na stínítko, *Obr. 7* ukazuje tvar pulzu při fixovaném čase. Z toho tudíž vyplývá, že grafické výsledky budou mít zrcadlově převrácený tvar.

Dále se potvrdil fakt, že jediná čočka nebude dostačovat pro ideální fokusaci pulzu (viz *Obr. 72 a 74*). Pulz je při fokusaci reálnou čočkou rozmazán jak v prostoru, tak i v časové oblasti. V případě ideální čočky by byla prostorová hustota energie na terči mnohem větší. K docílení podobných vlastností u reálného optického systému je nutné navrhnout achromatický dublet.

Achromatický dublet

Dle posledních požadavků¹⁹ Ing. Daniela Kramera, Ph.D., vedoucího výzkumného týmu ELI, je potřeba navrhnout transmisní transportní teleskop s ohniskovou vzdáleností 6865 mm. Jedná se o 4f konfokální systém, který bude umístěn před pulzním kompresorem. Teleskop, který nese kódové označení L2.2, bude sloužit k transportu vlnoplochy od posledního OPCPA²⁰ krystalu k poslední difrakční mřížce pulzního kompresoru.

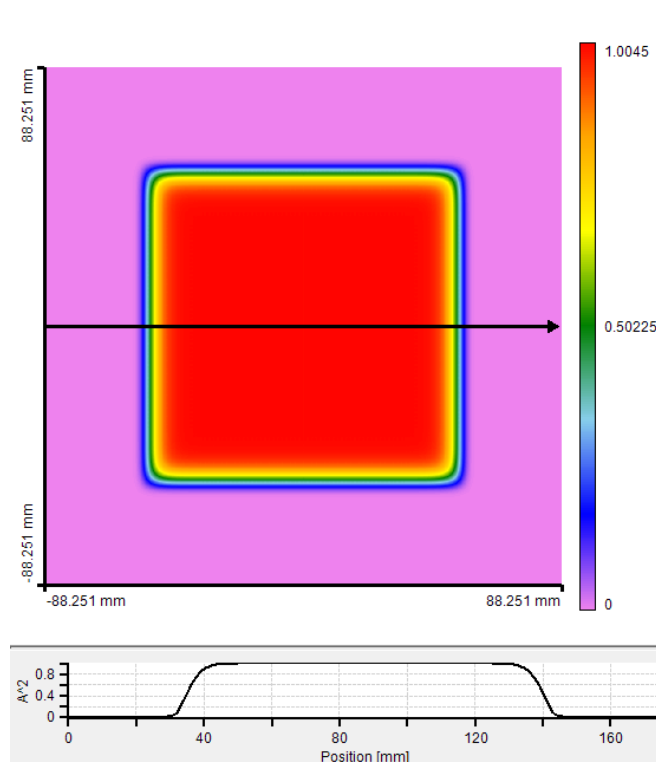
Vlastnosti vstupního svazku přenášeného teleskopem L2.2 jsou obsaženy v *Tab. 3* (profil svazku je znázorněn na *Obr. 78*). Aperturní rádius teleskopu je stanoven na hodnotu 105 mm. Tato hodnota jednak zamezí vzniku difrakčních efektů způsobených okraji svazku a také zanechá dostatek prostoru pro jeho pozdější správné ustavení. Také kvůli vlivu LDT je nutné, aby svazek nezaplňoval celou optickou plochu teleskopu. Celý systém je uzavřený ve vakuu z důvodů, které již byly v textu dříve zmíněny. Ačkoli není na vstupu femtosekundový pulz, tak má díky chirpu poměrně široké spektrum a tudíž musí být teleskop achromatizován.

¹⁹2. 2. 2012

²⁰Optical parametric chirped-pulse amplification

Tab. 3 Parametry vstupního svazku

Parametr svazku	Hodnota
Profil svazku	Top hat
Tvar svazku	Čtvercový
Apertura svazku	110 mm
Supergaussovský faktor	20
Centrální vlnová délka λ_0	900 nm
Plná spektrální šířka $\Delta\lambda_{\text{Full}}$	240 nm
Doba trvání pulzu τ_p	2 ns
Energie pulzu	13 J
Plošná hustota energie	120 mJ/cm ²



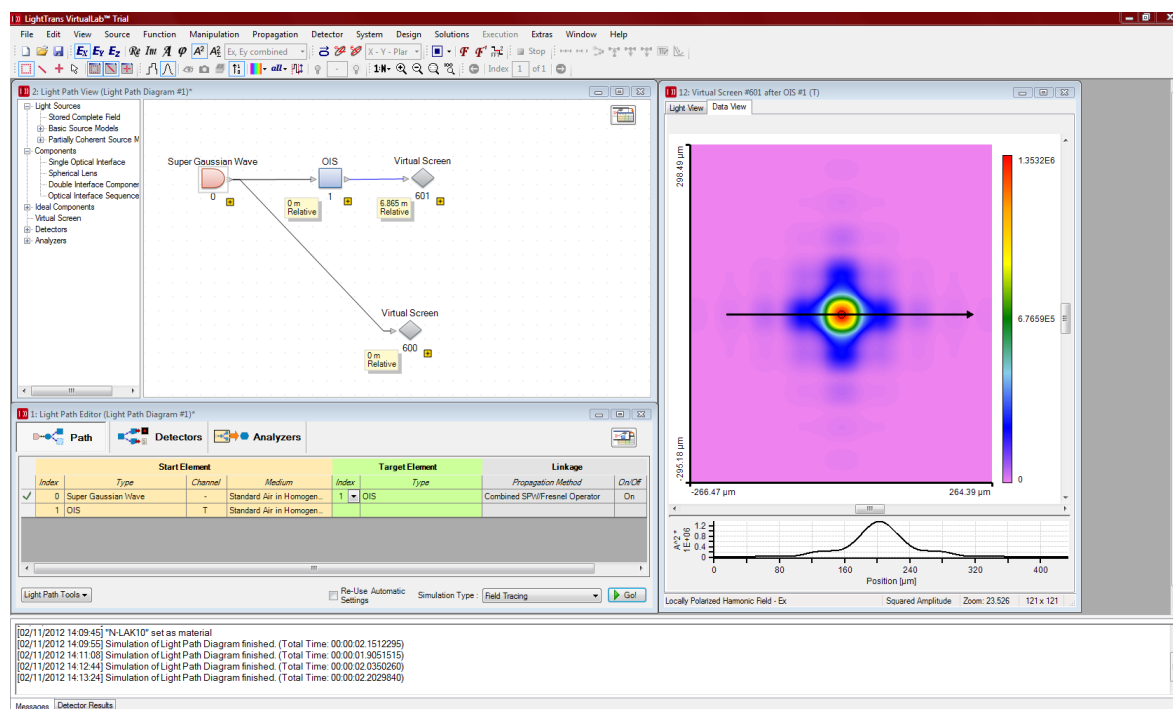
Obr. 78 Vstupní pole v podobě čtvercového tophat svazku

RNDr. Miroslav Palatka (Společná laboratoř optiky Univerzity Palackého a Fyzikálního ústavu Akademie věd České republiky) navrhl s využitím ray-tracingového softwaru dvě výchozí varianty achromatického dubletu (části teleskopu L2.2). Oba tyto dublety (viz Tab. 4 a Obr. 80) byly následně otestovány v prostředí VirtualLab, které je schopno sledovat i další aspekty přenosu svazku, které není možné paprskovou optikou popsat.

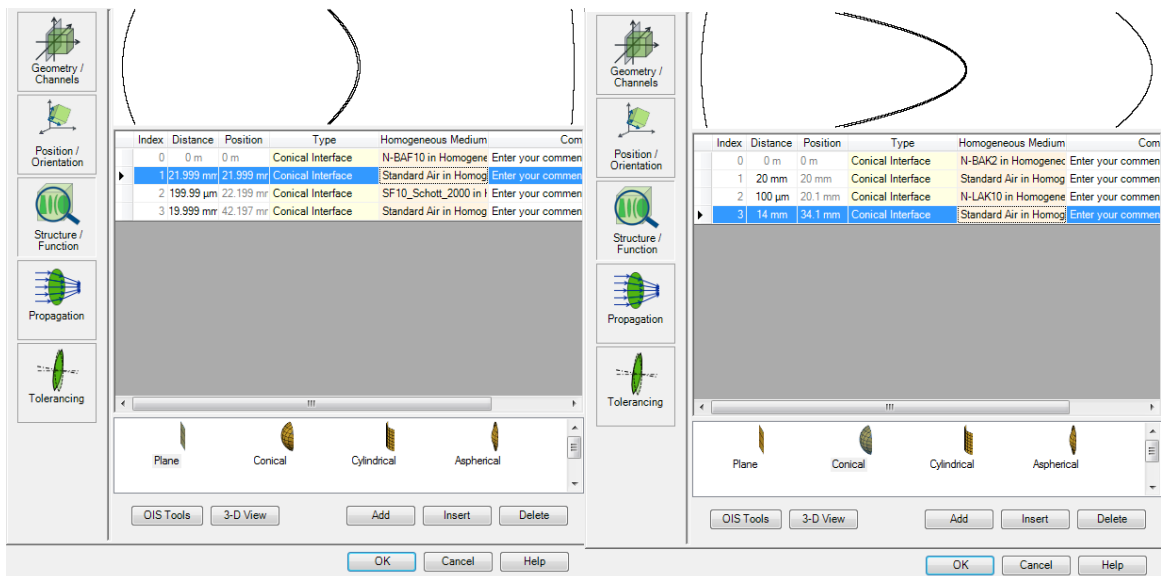
Tab. 4 Parametry optických ploch dubletu I a II

Dublet	Plocha	Poloměr křivosti [mm]	Tloušťka [mm]	Materiál
I	1	$4,5764 \cdot 10^3$	21,998539	N-BAF
	2	$-1,8969 \cdot 10^3$	0,199987	vzduch
	3	$-1,8969 \cdot 10^3$	19,998672	SF10
	4	$-2,5018 \cdot 10^4$		vzduch
II	1	$1,2740 \cdot 10^4$	20,000000	N-BAK2
	2	-551,7000	0,100000	vzduch
	3	-583,4000	14,000000	N-LAK10
	4	$-2,0109 \cdot 10^3$		vzduch

K realizaci simulací je využíváno třech základních bloků (viz Obr. 79): Zdroj (Super Gaussian Wave), optický systém (OIS - Optical Interface Sequence) a stínítka (Virtual Screen). VirtualLab neumožňuje harmonickou analýzu 2ns pulzu, poněvadž se jedná o téměř čarové spektrum a naprogramování chirpovaného pulzu není v trial verzi taktéž možné, proto je pole pozorováno zvláště pro každou z vlnových délek (tzn. 780 nm, 900 nm a 1020 nm). Stínítka se nachází v paraxiální ohniskové rovině. To znamená, že pokud by se stínítka pohybovalo podél kaustiky, bylo by možné nalézt rovinu, kde bude zobrazení fokusováno ještě lépe.

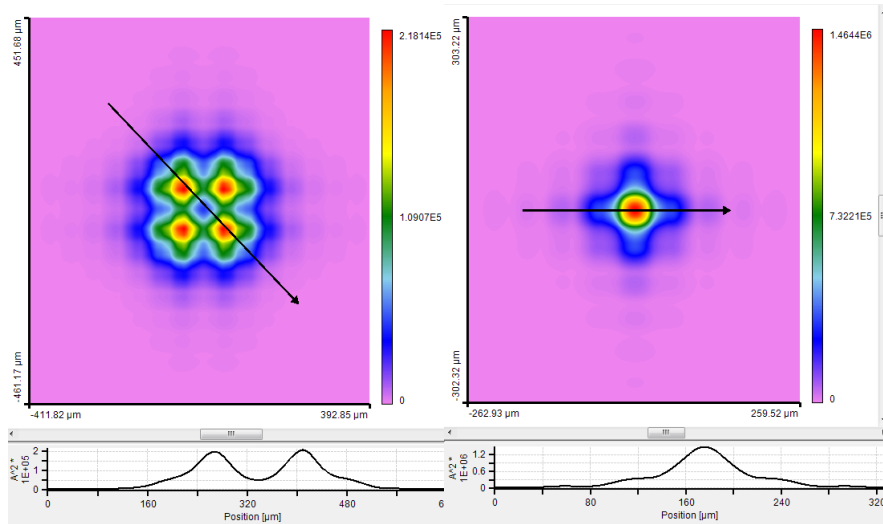


Obr. 79 Pracovní prostředí VirtualLab při simulaci šíření tophat svazku optickým dubletem pomocí funkce OIS-Optical interface sequence

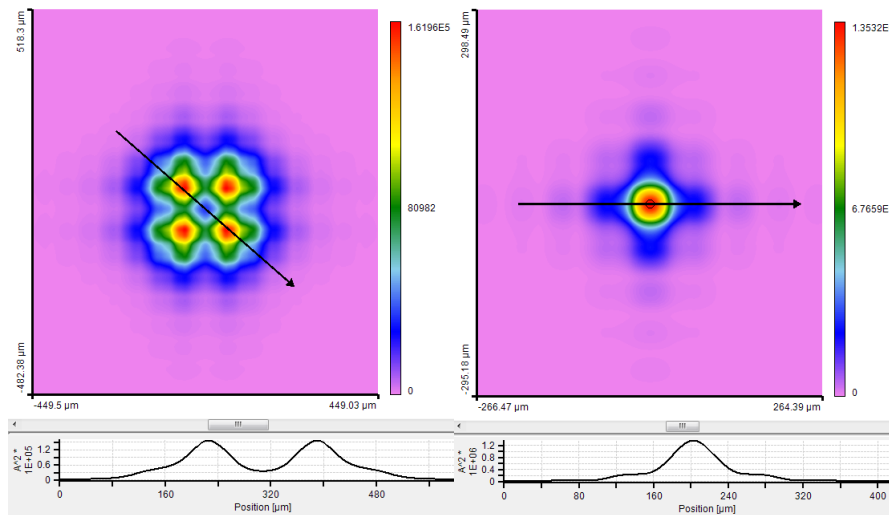


Obr. 80 Realizace optických dubletů I a II pomocí funkce OIS-Optical image sequence

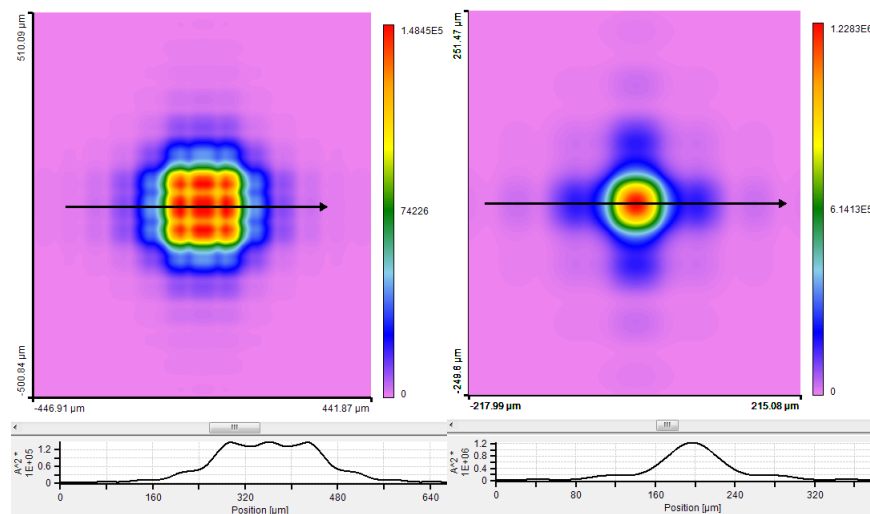
Odezvy na vstupní tophat svazek pozorované v ohniskové rovině každého z teleskopů při zvolených vlnových délkách je možné si prohlédnout na Obr. 81-83. Ačkoli jsou oba dublety ekvivalentní z pohledu paraxiální paprskové optiky, je po shlédnutí těchto obrázků patrné, že vlnová optika nabízí odlišné výsledky. Zatímco dublet II na výstupu vytváří téměř gaussovský profil, generuje dublet I při všech vlnových délkách struktury, které jsou způsobeny difrakčními jevy. Takové chování je silně nežádoucí, poněvadž snižuje maximum výstupní intenzity o jeden řád. Dublet II se daleko více blíží parametrům ideální čočky, i když i ten vykazuje efekty způsobené difrakcí, nicméně ne tak patrné jako u dubletu I.



Obr. 81 Srovnání tvarů pole v ohniskové rovině optického dubletu I a II ($\lambda = 780 \text{ nm}$)



Obr. 82 Srovnání tvarů pole v ohniskové rovině optického dubletu I a II ($\lambda = 900 \text{ nm}$)



Obr. 83 Srovnání tvarů pole v ohniskové rovině optického dubletu I a II ($\lambda = 1020 \text{ nm}$)

Závěr

V prezentované práci byly v rešeršní části shrnuty poznatky z teorie optiky, které jsou nezbytně nutné k náhledu do studia problematiky návrhů transportních a fokusačních teleskopů pro vysokoenergetické lasery s ultrakrátkými pulzy. Daná problematika je ale příliš rozsáhlá na to, aby mohl být každý aspekt návrhu transportního teleskopu rozveden do těch nejmenších detailů.

Ze všeho nejdříve byly ukázány problémy související s používáním vysokoenergetických pulzů v optických soustavách. A to hlavně disperze, nelineární jevy (zejména samofokusace) a laserem indukovaná poškození materiálů. Jevy spojené s vysokoenergetickými ultrakrátkými pulzy ovlivňují jak samotný optický systém, tak prostředí tento systém obklopující. Většinu těchto jevů lze částečně nebo úplně potlačit evakuováním prostoru, ve kterém se bude transportní teleskop používat. Tímto způsobem lze také zabránit kumulaci různých prachových částic na povrchu zrcadel, která by jinak vedla ke snížení jejich prahu poškození laserovým zářením. Nicméně tím se tento problém řeší jen částečně a bude nutné použít nových sofistikovaných materiálů odolávajících vysokým plošným hustotám energie, kterým budou zrcadla vystavena. Navržení speciálních tenkých vrstev nebylo cílem této práce, ale v rámci zachování nadhledu nad danou problematikou bylo nutné se alespoň částečně o nich zmínit.

Vlastní příspěvek diplomové práce spočíval v otestování sady 4 programů (OSLO, MATLAB s nástrojovým balíčkem LightPipes, GLAD a LightTrans VirtualLab), které byly využity pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem. Po překontrolování shodnosti výsledků šíření svazků volným prostorem získaných pomocí různých metod a programů bylo možné přejít k testování přenosu svazků také transportním teleskopem. Ten musel být nejdříve navržen metodou trasování paprsků (ray tracing) v programu OSLO. Návrh vychází z optického designu konfokálního rezonátoru s parabolickými zrcadly u něž se využije odděleně horních a dolních částí zrcadel. V opačném případě by celá zrcadla stínila procházejícímu svazku. Tato skutečnost vede k nutnosti použití tzv. off-axis parabolických zrcadel. Simulace šíření svazků navrženým transportním teleskopem s využitím programu GLAD ukázaly, že je možné nalézt takovou konfiguraci teleskopu, která zachová vstupní tvar použitého svazku. Diskutabilní je ovšem nutnost využití transportního teleskopu v případě, kdy svazek má velikost pasu v řádech několika centimetrů a jeho divergence je proto velice nízká.

Výsledkem poslední simulace bylo zjištění, jakým způsobem se bude v čase a prostoru transformovat femtosekundový pulz při jeho průchodu ideální a reálnou čočkou. Ukázalo se, že VirtualLab poskytl výsledky, které se shodují s teoretickým očekáváním. Dále byly otestovány dva rozdílné optické dublety a popsány vlastnosti svazků

na jejich výstupu.

Závěrem lze hodnotit program VirtualLab ze všech použitých jako nejvhodnější pro další simulace návrhů optických soustav, a to nejen pro femtosekundové pulzy. Poněvadž nabízí další nezmíněné možnosti optických simulací, stojí tento program v ohnisku pozornosti každého optika, který potřebuje výsledky svých představ simulovat s pomocí počítače před jejich experimentálním ověřením v laboratoři. Jedná se o tak silný nástroj, že bude dále využíván i v rámci disertační práce, která se bude týkat návrhů optických systémů a zařízení pro PW lasery produkující fs pulzy.

Přílohy

A: Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem (MATLAB, LightPipes)

```
clear;
m=1;
cm=1e-2*m;
mm=1e-3*m;
nm=1e-9*m;
size=2000*mm;
lambda=800*nm;
N=64;
n=(1+0.001*i)*ones(N,N);
w=150*mm;
xs=0;
ys=0;
R=1;
z=153039321.4*mm;
Nsteps=1000;
dz=z/Nsteps;
ns=10;
F=LPBegin(size,lambda,N);
%F=LPGaussAperture(w,xs,ys,R,F);
F=LPSuperGaussAperture(w,ns,xs,ys,R,F);
Initial=LPIntensity(0,F);
%F=LPPforvard(z,F);
%F=LPPfresnel(z,F);
%F=LPPforward(z,size,N,F);
F=LPPsteps(dz, Nsteps, n, F);
Propagated=LPIntensity(0,F);
i=[1:N];
x(i)=-size/2+(i-1)*size/N; figure(1);
subplot(1,2,1);
plot(x(i)/mm,Initial((N/2)+1,i),'b');
xlabel('x [mm]');
ylabel('Intensity');
```

```
axis([-1000, 1000, 0, 1.2]);  
axis square;  
%mesh(Initial);  
%plot(Initial);  
%imshow(Initial);  
hold on;  
subplot(1,2,1);  
plot(x(i)/mm,Propagated((N/2)+1,i),'r');  
xlabel('x [mm]');  
ylabel('Intensity');  
axis([-1000, 1000, 0, 1.2]);  
axis square;  
%mesh(Propagated);  
%plot(Propagated);  
%imshow(Propagated);
```

B: Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků volným prostorem (GLAD)

```
array/set 1 1024 1024
wavelength/s 0 0.8
units/s 1 .001
units/s 2 .001
gaussian/cir/res 1 1. .5 1.
gaussian/cir/res 2 1. .5 20.
energy/list 2
title GAUSSIAN BEAM - Input status/global
plot/w 1.plt
plot/xslice/intensity 1 0 -2 2
title SUPERGAUSSIAN BEAM - Input plot/w 2.plt
plot/xslice/intensity 2 0 -2 2
status
status/kaus
global/l
intensity/xslice/phase 1
intensity/yslice/phase 1
title GAUSSIAN BEAM - Input
plot/w 1_1.plt
plot/l 1 title SUPERGAUSSIAN BEAM - Input
plot/w 2_1.plt
plot/l 2
prop 15303932.14
c prop 1500
energy/list 2
status/global
title GAUSSIAN BEAM AFTER PROPAGATION
plot/w 3.plt
plot/xslice/intensity 1 0 -2 2
title SUPERGAUSSIAN AFTER PROPAGATION
plot/w 4.plt
plot/yslice/intensity 2 0 -2 2
intensity/xslice/phase 2
intensity/yslice/phase 2
title GAUSSIAN BEAM AFTER PROPAGATION
```

```
plot/w 3_2.plt
plot/l 1
title SUPERGAUSSIAN BEAM AFTER PROPAGATION
plot/w 4_2.plt
plot/l 2
end
```

C: Zdrojový kód programu pro šíření gaussovských a supergaussovských svazků optickým systémem (GLAD)

```
array/set 1 1024 1024
wavelength/s 0 0.8
units/s 1 .001
units/s 2 .001
gaussian/cir/res 1 1. .5 1.
gaussian/cir/res 2 1. .5 20.
energy/list 2
global/define 2 0. 400. 0.
title GAUSSIAN BEAM - Input
status/global
plot/w 1.plt
plot/xslice/intensity 1 0 -2 2
title SUPERGAUSSIAN BEAM - Input
plot/w 2.plt
plot/xslice/intensity 2 0 -2 2
status
status/kaus
global/l
intensity/xslice/phase 1
intensity/yslice/phase 1
title GAUSSIAN BEAM - Input
plot/w 1_1.plt
plot/l 1
title SUPERGAUSSIAN BEAM - Input
plot/w 2_1.plt
plot/l 2
vertex/locate/absolute x=0. y=0. z=750.
c vertex/rotate/set 0 0 0
mirror/global/conic rad=-750. cc=-1. ast
variab/set Xrad 1 prad list
variab/set Yrad 1 yprad list
vertex/locate/absolute x=0. y=0. z=0.
c vertex/rotate/set 0 0 0
mirror/global/conic rad=750. cc=-1. ast
variab/set Xrad 1 prad list
```

```
radius in x-direction
variab/set Yrad 1 yprad list
vertex/locate/absolute x=0. y=0. z=1500.
c vertex/rotate/set 0 0 0
mirror/global/conic rad=-750. cc=-1. ast
variab/set Xrad 1 prad list
variab/set Yrad 1 yprad list
vertex/locate/absolute x=0. y=0. z=750.
c vertex/rotate/set 0 0 0
mirror/global/conic rad=750. cc=-1. ast
variab/set Xrad 1 prad list
variab/set Yrad 1 yprad list
c prop 15400000
energy/list 2
title GAUSSIAN BEAM - Output
status/global
plot/w 3.plt
plot/xslice/intensity 1 0 -2 2
title SUPERGAUSSIAN BEAM - Output
plot/w 4.plt
plot/xslice/intensity 2 0 -2 2
intensity/xslice/phase 2
intensity/yslice/phase 2
title GAUSSIAN BEAM - Output
plot/w 3_2.plt
plot/l 1
title SUPERGAUSSIAN BEAM - Output
plot/w 4_2.plt
plot/l 2
end
```

VirtualLab™5

Field Tracing by VirtualLab™

Unified optical modeling
for system analysis and design



Field tracing generalizes the concepts of ray tracing: harmonic fields are traced through the system instead of bundles of rays. Hence field tracing utilizes and provides more information about the light in optical systems. Field tracing enables unified optical modeling that integrates simulation techniques ranging from geometrical optics to electromagnetic methods.

Based on these technologies VirtualLab™ offers an unsurpassed flexibility and efficiency in optical modeling and design. The toolboxes of VirtualLab™ allow the investigation of nano- and micro-optics, diffractive optics, laser systems, ultrashort pulses, laser resonators, LEDs, excimer lasers, gratings, photonic crystals, artificial materials and much more. All toolboxes work fluently together on a single platform.

Your Benefit

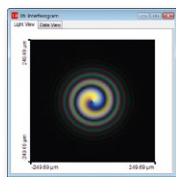
- ▶ Modeling of lenses, free-form and hybrid surfaces, micro and diffractive optical components on one software platform.
- ▶ Simulation of optical systems including diffraction, interference, aberrations, polarization, vectorial effects, temporal and spatial partial coherence.
- ▶ Optimization of lens systems, diffractive diffusers, diffractive homogenizers, diffractive beam splitters, diffractive and refractive beam shapers, diffractive optical elements, phase plates, kinoforms and computer generated holograms.
- ▶ Electromagnetic analysis and optimization of gratings.
- ▶ Analysis of laser cavities including computation of fundamental and higher modes as well as tolerance analysis.
- ▶ Modeling of ultrashort pulses.





Starter Toolbox

Unified modeling for nano,
micro and macro optics



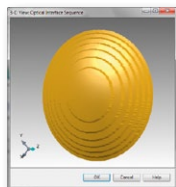
Interferogram of a
polychromatic spherical
wave and a vortex wave.

The VirtualLab™ Starter Toolbox enables the simulation of laser optics, micro optical systems, diffractive optics, interferometers, imaging and illumination systems. Optical systems may contain refractive, diffractive, hybrid, Fresnel and GRIN lenses, diffractive optical elements, diffusers, beam shapers, diffractive beam splitters, computer generated holograms, phase plates, elements with free form surfaces and micro lens arrays. Based on unified optical modeling, the light propagation can be modeled using different propagation models ranging from geometrical optics to physical optics.

VirtualLab™ provides parametric optimization for optical systems, e.g. laser systems. Diffraction, interference, polarization effects and aberrations can be taken into account during the optimization.

The unique customization features of VirtualLab™ enable the simulation of user defined surface profiles, light sources, transmissions and index modulated media just by entering a formula. In addition various import filters allow to import surface and laser data from other software and measurement devices.

Your Benefit



Hybrid surface of
bifocal lens.

- ▶ Modeling of lenses, micro and diffractive optical components on one platform.
- ▶ Optical modeling from geometrical to physical optics including diffraction, interference, aberrations, polarization and vectorial effects.
- ▶ Simulation of temporal and spatial partially coherent light sources as for example LEDs, Excimer lasers and multimode lasers.
- ▶ Modeling of ultrashort pulses.
- ▶ Components with customized surface profiles and index modulated media.
- ▶ Parametric optimization for laser systems.

Seznam použitých a doporučených zdrojů

- [1] <http://www.edmundoptics.com/onlinecatalog/displayproduct.cfm?productid=2307>
[ze dne 13. 2. 2012]
- [2] http://www.lambdare.com/software_products/oslo/ [ze dne 13. 2. 2012]
- [3] <http://www.okotech.com/lightpipes> [ze dne 13. 2. 2012]
- [4] BASS, M.: Handbook of Optics, Volume I, Third Edition. McGraw-Hill, New York, 2010.
- [5] BASS, M.: Handbook of Optics, Volume IV, Third Edition. McGraw-Hill, New York, 2010.
- [6] BOYD, R. W.: Nonlinear Optics, Third Edition. Academic Press, Burlington, 2007.
- [7] BOYD, R. W., LUKISHOVA, S.G., SHEN, Y. R.: Self-focusing: Past and Present, Fundamentals and Prospects. Springer Science+Business Media, LLC, New York, 2009
- [8] CAO, W., GORCEIX, N., COULTER, R., COULTER, A., GOODE, P. R.: First Light of the 1.6 meter off-axis New Solar Telescope at Big Bear Solar Observatory. In *Proc. of SPIE* **7733**, 2010.
- [9] DIDKOVSKY, L., KUHN, J., GOODE, P.: Optical Design for a New Off-Axis 1.6 m Solar Telescope (NST) at Big Bear. In *Proc. of SPIE* **5171**, 2004.
- [10] DIELS, J.-C., RUDOLPH, W.: Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Second Edition. Academic Press, Burlington, 2006.
- [11] FISCHER, E. R., TADIC-GALEB, B., YODER, P. R.: Optical System Design, Second Edition. McGraw-Hill, New York, 2008.
- [12] GLAD Commands Manual Ver. 5.5. Applied Optics Research, Woodland, 2009.
- [13] GLAD Examples Manual Ver. 5.5: Ex 1-66. Applied Optics Research, Woodland, 2009.
- [14] GLAD Theory Manual Ver. 5.5. Applied Optics Research, Woodland, 2009.
- [15] GROSS, H.: Handbook of Optical Systems, Volume 2: Physical Image Formation. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2005.
- [16] HODGSON, N., WEBER, H.: Optical Resonators: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications. Springer - Verlag, London, 1997.
- [17] HORN, A.: Ultra-fast Material Metrology. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2009.
- [18] HOWARD, J. E., HUNTER, T. O.: Mirror Damage Thresholds for Laser Fusion Pulse Shapes. Fusion Technology Institute, University of Wisconsin, *UWFDM* - **230**, 1978.
- [19] IIZUKA, K.: Engineering Optics, Third Edition. Springer Science+Business Media, LLC, New York, 2008.
- [20] LightTrans VirtualLabTM User's Manual. LightTrans GmbH, Jena, 2010. (dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])

- [21] KAISER, N., PULKER, H. K. (Editors): Optical Interference Coatings. Springer - Verlag, Berlin, 2003.
- [22] KONOPSKY, V.N.: A new method for increasing the laser damage threshold of metal mirrors. In *Optics & Laser Technology* **32**, pp. 15-21, 2000.
- [23] KUBÍČEK, M., DUBCOVÁ, M., JANOVSÁ, D.: Numerické metody a algoritmy. Nakladatelství VŠCHT, Praha, 2005.
- [24] KUHN, M., WYROWSKI, F., SCHIMMEL, H.: Fast and accurate Free Space Propagation Based on Automatic Operator Selection. LightTrans GmbH, Jena, 2009. (dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])
- [25] MALACARA, D., MALACARA, Z.: Handbook of Optical Design, Second Edition. Marcel Dekker, Inc., New York, 2004.
- [26] MESCHÉDE, D.: Optics, Light and Lasers. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [27] NATOLI, J.-Y., GALLAIS, L., AKHOUAYRI, H., AMRA, C.: Laser-induced damage of materials in bulk, thin-film, and liquid forms. *Applied Optics* **41**, pp. 3156-3166, 2002.
- [28] NORTON, M. A., STOLZ, CH. J., DONOHUE, E., HOLLINGSWORTH, W. G., LISTIYO, K., PRYATEL, J. A., HACKEL, R. P.: Impact of contaminants on the laser damage threshold of 1ω HR coatings. Lawrence Livermore National Laboratory, *UCRL - PROC - 216738*, 2005.
- [29] PAL, B.: Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics. Intech, Vukovar, 2010.
- [30] PULSIFER, J. E., TILLACK, M. S., HARILAL, S. S.: Effect of laser pulse duration on damage to metal mirrors for laser IFE.
- [31] QIU, R. S., WOLFE, J. E., MONTEROSSA, A. M., STEELE, W. A., TESLICH, N. E., FEIT, M. D., PISTOR, T. V., STOLZ, CH. J.: Impact of surface scratches on the laser damage resistance of multilayer coatings. In *Proc. of SPIE* **7842**, 2010.
- [32] RIEDL, M. J.: Optical Design: Applying the Fundamentals. SPIE Press, Washington, 2009.
- [33] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C.: Fundamentals of Photonics, Second Edition. John Wiley & Sons, Inc., New Jersey, 2007.
- [34] SCHMIDT, J.D.: Numerical Simulation of Optical Wave Propagation (with examples in MATLAB®). SPIE Press, Washington, 2010.
- [35] SCHROEDER, D. J.: Astronomical Optics, Second Edition. Academic Press, San Diego, 2000.
- [36] SCHWEITZER, H.: Introduction to LightTrans VirtualLab™ 5. LightTrans GmbH, Jena, 2011. (dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])
- [37] SHANNON, R. R.: The Art and Science of Optical Design. Cambridge University

Press, Cambridge, 1997.

[38] SMITH, W. J.: Modern Optical Engineering: The Design of Optical Systems, Fourth Edition. McGraw-Hill, New York, 2008.

[39] SMITH, F. G., KING, T. A., WILKINS, D.: Optics and Photonics: An Introduction, Second Edition. John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, 2007.

[40] STEWARD, E. G.: Fourier Optics: An Introduction, Second Edition. Dover Publications, Inc., New York, 2004.

[41] TOCCI, M. D.: Demystifying the Off-Axis Parabola (OAP) Mirror. Contrast Optical Design & Engineering, Inc., 2006. (dostupné z <http://www.contrastoptical.com> [ze dne 13. 2. 2012])

[42] TREBINO, R., SQUIER, J.: Ultrafast Optics Textbook. (dostupné z <http://frog.gatech.edu/ultratext.html> [ze dne 13. 2. 2012])

[43] VDOVIN, G., VAN GOOR, F.: LightPipes for Matlab: Beam Propagation Toolbox Manual (Version 1.3). OKO Tech, The Netherlands, 1998.

(dostupné z <http://www.okotech.com/lightpipes> [ze dne 13. 2. 2012])

[44] VOELZ, D.: Computational Fourier Optics: A MATLAB® Tutorial. SPIE Press, Washington, 2011.

[45] WALKER, B. H.: Optical Engineering Fundamentals, Second Edition. SPIE Press, Washington, 2008.

[46] WALTHER, A.: The Ray and Wave Theory of Lenses. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.

[47] WEBER, M. J.: Handbook of Optical Materials. CRC Press, Boca Raton, 2003.

[48] WOOD, R. M.: Laser-Induced Damage of Optical Materials. IOP Publishing, Ltd, Bristol, 2003.

[49] WYROWSKI, F., HELLMANN, CH., KRIEG, R., SCHWEITZER, H.: Modeling the propagation of ultrashort pulses through optical systems. LightTrans GmbH, Jena, 2010.

(dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])

[50] WYROWSKI, F., SCHIMMEL, H.: Electromagnetic optical engineering - an introduction. *German in Photonik* **6**,2006.

(dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])

[51] WYROWSKI, F., SCHIMMEL, H.: Electromagnetic optical engineering - Light propagation from rigorous calculus to geometrical optics. *German in Photonik* **1**,2007.

(dostupné z <http://www.lighttrans.com/documents.html> [ze dne 13. 2. 2012])

[52] ZHANG, J., CHEN, X., WANG, Z.: High-damage-threshold broadband chirped mirror. *Chinese Optics Letters* **8**, pp. 156-158, 2010.

Rejstřík

- Aberace, 13
- Aproximace SPW integrálu pro vzdálené pole, 54
- Cauchyův vztah, 20
- Disperze, 20
- Divergenční úhel svazku, 16
- Field tracing, 48
- Finite difference propagator, 46
- Fourierovská optika, 16
- Fresnelův operátor, 53
- Fresnelova aproximace, 18
- Gaussovský svazek, 14
- GLAD, 46
- Guoyův efekt, 16
- Helmholtzova rovnice, 14
- Intenzita optického záření, 16
- Kombinovaný SPW/Fresnelův operátor, 52
- Komplexní amplituda gaussovského svazku, 15
- Komplexní parametr svazku, 14
- Laser (Induced) Damage Threshold, 34
- LightPipes, 42
- LightTrans VirtualLab, 47
- LPForvard, 42
- LPForward, 44
- LPFresnel, 43
- LPSteps, 44
- Nelineární vlnová rovnice, 30
- Off-axis paraboly, 36
- Operátor šíření, 49
- OSLO, 41
- Přenosová funkce volného prostoru, 18
- Pološířka svazku, 14, 15
- Poloměr křivosti vlnoplochy, 14
- Rayleighův-Sommerfeldův operátor, 51
- Rayleighova vzdálenost, 16
- Samofokusace, 30
- Sellmeierův vztah, 20
- Spektrální analýza, 17
- SPW operátor, 50
- Supergaussovský svazek, 57
- Trasování paprsků, 11

