

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLMOUCI

Přírodovědecká fakulta

DISERTAČNÍ PRÁCE

2011

Věra Kollárová

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI
KATEDRA OPTIKY

Syntéza světelných polí

Vypracovala: Věra Kollárová
Vedoucí práce: Prof. RNDr. Zdeněk Bouchal, Dr.
Studijní obor: Optika a optoelektronika
Práce odevzdána dne:

Prohlašuji, že jsem disertační práci vypracovala samostatně pod vedením pana Prof. RNDr. Zdeňka Bouchala, Dr., uvedla všechny zdroje použité literatury a dodržovala zásady vědecké etiky.

V Olomouci dne 15. srpna 2011

.....

Děkuji panu Prof. RNDr. Zdeňku Bouchalovi, Dr. za vedení této práce, veškerou pomoc, podporu, čas a trpělivost. Dále děkuji Mgr. Radkovi Čelechovskému, Ph.D. za jeho pomoc s řešením "neřešitelných" problémů, provázení a podporu během studia, Mgr. Tomáši Čižmárovi, Ph.D. a Prof. RNDr. Pavlovi Zemánkovi, Ph.D. za přátelskou spolupráci, pomoc a inspiraci. Dále děkuji Prof. RNDr. Zdeňkovi Hradilovi, CSc. a Doc. Mgr. Jaromíru Fiuráškoví, Ph.D. za vytváření podmínek pro práci a možnost pobytu v zahraničí. Děkuji týmu z ÚPT AV Brno a Prof. K. Dholakiovi za možnost stáže na pracovišti, Mgr. Tomáši Medříkovi a RNDr. Jaroslavu Wagnerovi, Ph.D. za přátelskou pomoc a členům katedry optiky za spolupráci a setkávání. Nakonec bych ráda poděkovala rodině - své mamince za podporu po celou dobu studia, Ondrovi Příbylovi, Věrci Příbylové a Vojtovi Příbylovi za vytváření prostoru pro dokončení práce tím, že se věnovali dceři.

Obsah

1 Úvod	7
2 Nedifrakční optika	9
2.1 Ideální nedifrakční svazek	9
2.1.1 Besselovy svazky	9
2.1.2 Mathieuovy svazky	10
2.1.3 Parabolické svazky	11
2.1.4 Integrovní reprezentace nedifrakčních svazků	12
2.2 Pseudonedifrakční svazek	13
2.2.1 Besselův-Gaussův svazek	14
2.3 Srovnání Besselova a Besselova-Gaussova svazku	14
2.4 Vektorový popis nedifrakčních svazků	16
2.4.1 Příklady polarizovaných polí	17
2.5 Vlastnosti nedifrakčních svazků	17
2.5.1 Invariantnost příčného profilu	18
2.5.2 Samoobnovení svazku	18
2.5.3 Energetika svazků	18
2.5.4 Dislokace vlnoplochy a orbitální moment hybnosti	19
2.5.5 Samozobrazení pomocí nedifrakčních svazků	21
2.6 Realizace pseudonedifrakčních svazků	22
2.7 Koherence nedifrakčních svazků	25
2.7.1 Tvorba částečně koherentních pseudonedifrakčních svazků	26
2.8 Využití pseudonedifrakčních svazků	27
3 Aktuální stav problematiky	30
4 Cíle disertační práce	33
5 Popis řešení	34
5.1 Tvarování pole založené na principech nedifrakční optiky	34
5.1.1 Tvorba podélně invariantních profilů	34
5.1.2 Periodické prostorové tvarování.	36
5.1.3 Prostorové tvarování založené na metodě "frozen waves".	38

6	Vlastní výsledky	41
6.1	Atraktivnost pseudonedifrakčních svazků pro mikromanipulace	41
6.1.1	Geometrické parametry svazku	41
6.1.2	Účinnost výkonu ve svazku	42
6.2	Jednorozměrné pole pastí vzniklé interferencí dvou nedifrakčních svazků . .	44
6.2.1	Teoretické předpoklady	45
6.2.2	Experimentální uspořádání	45
6.2.3	Experimentální výsledky	47
6.3	Pole B-G svazků a B-G svazek ve 3D manipulaci	48
6.3.1	Návrh systému	49
6.3.2	Experimentální uspořádání	49
6.3.3	Výsledky a využití	50
6.4	Nedifrakční svazek s nastavitelnou osou	52
6.4.1	Návrh systému	52
6.4.2	Realizace systému	53
6.4.3	Experimentální ověření funkčnosti systému	55
7	Zhodnocení výsledků	57
8	Seznam vlastních publikací	58

1 Úvod

Syntéza světelných polí může být pojata jako podélné, příčné, prostorové nebo prostorově-časové tvarování světla, kdy vhodným ovlivněním vlnoplochy nebo frekvenčního spektra dojde k požadovanému vytvarování. K tomuto účelu stačí někdy využít jednoduchých čoček, odrazných zrcadel nebo speciálnějším refraktivních či odrazných elementů. Pro náročnější tvary polí je zpravidla třeba doplnit tyto elementy o difraktivní, optoelektronické nebo elektronické prvky. Propojení metod difraktivní optiky, počítačových programů a prostorových modulátorů světla vedlo dále i k aplikacím využívajícím úpravy a tvarování pole v reálném čase.

Malý náhled do způsobů upravování světla v historii je např. v [1, 2]. Významný mezník v optice představuje rok 1960, kdy byl vytvořen první laser. Od té doby se zájem o tvarování světla výrazně zvyšoval. Jedinečnost laserového světla, směrovost a vysoký výkon jej předurčili být důležitým nástrojem v mnoha aplikacích. Upravený laserový svazek se využívá například při zpracování materiálu - svařování, řezání či vrtání, dále v litografii, polovodičové výrobě, optickém zpracování informace, ve vojenství, v běžně používaných přístrojích jako jsou CD a DVD přehrávače, kopírky nebo laserová ukazovátka, dále v metrologii, v přírodovědných výzkumech, i v lékařství. Každá z těchto aplikací má jiné požadavky na kvalitu svazku a na jeho tvar. Využití laseru vedlo k novým přístupům v úpravě světla, neboť se začalo pracovat se světlem koherentním, které je spjato s interferenčními efekty. V řadě aplikací je důležitá vysoká časová a prostorová koherence, jako například v holografii nebo koherentních optických komunikacích. Potřebnou kvalitu svazku poskytují lasery, které pracují v jednom příčném i podélném modu. Svazek má potom profil, který lze přibližně popsat gaussovskou funkcí. Vysoká prostorová koherence dovoluje fokuzaci do bodu, jehož velikost je omezena difrakcí na fokuzální čočce. Aplikace jako zpracování materiálu, svařování nebo buzení laseru jsou spíše orientovány na výkon než koherenci. Využívané lasery operují na několika modech současně, kvalita svazku je nízká, ale výkon laseru je mnohem vyšší než v jednomodovém režimu.

Jednou z oblastí, ve které je syntéza světelných polí v popředí zájmu, jsou optické mikromanipulace. V roce 1986 ukázal Arthur Ashkin [3], že pomocí světla lze realizovat tzv. optickou pinzetu, která umožňuje zachycení neutrálně nabitých částic. Jednalo se o silně fokusovaný svazek, který vytvořil trojrozměrnou past díky rovnováze gradientních a rozptylových sil působících na částici. Rozptylová síla má směr dopadajícího záření, je úměrná jeho intenzitě a její původ je odvozen od radiačního tlaku. Gradientní síla je úměrná gradientu intenzity záření a její směr je určen tímto gradientem a vztahem mezi indexy lomu částice a okolí. Celková síla působící na objekt je dána vektorovým součtem těchto dvou sil. Částice nakonec může být zachycena v rovnovážné poloze, která je dána nulovou výslednou silou. Optická pinzeta dnes představuje nástroj, který umožňuje manipulaci s objekty velikostí desítek nanometrů až desítek mikrometrů. Mezi další světelné "nástroje" patří například optický skalpel, dopravník částic, pole umožňující třídění částic a fotopolymeraci. Zájem o problematiku mikromanipulací zůstává stále velký. Jsou navrhována a experimentálně ověřována jednoduchá i složitější uspořádání pole, a dále aplikována ve fyzice, chemii, biologii i medicíně. Optická pinzeta se například používá v experimentech s chlazením atomů na rekordně nízké teploty [4, 5], pro měření mechanických vlastností molekul [6], pro studium pohybu a vlastností DNA [7]-[9], studium živých buněk [10]-[12] nebo umělé oplodňování [13, 14]. Jedním ze studovaných a využívaných polí v této oblasti jsou i pseudonedifrakční svazky.

Nedifrakční optika je poměrně mladá část klasické optiky, rozvíjející se od 90. let 20. století. Existence polí, které zdánlivě nepodléhají difrakci, jsou schopny udržet neměnný příčný intenzitní profil a obnovit jej za překážkou, se zdál být fascinující pro řadu odvětví [15, 16], které se využitím těchto svazků začaly zabývat. Ukázalo se, že tato pole vykazují spirální tok energie a v některých případech mohou přenášet orbitální moment hybnosti. Mohou být tvarována v příčné i podélné rovině, vykazovat periodicitu a existovat v koherentním i nekoherentním režimu. Použití nedifrakčních svazků v mikromanipulacích bylo poprvé zmíněno pravděpodobně Arltem [17] v roce 2001 a od té doby jde o stále aktuální téma.

Tato práce se zabývá dvojrozměrnou a trojrozměrnou syntézou pseudonedifrakčních svazků s cílem informovat o možnostech využití vzniklých polí v optických mikromanipulacích. Ve druhé kapitole jsou zmíněny základní pojmy nedifrakční optiky, nejznámější nedifrakční pole, jejich vlastnosti, metody generace, využití a další. Třetí kapitola přibližuje aktuální a známé přístupy k tvarování světla, zejména s ohledem na optické mikromanipulace. Čtvrtá část definuje cíle práce, pátá přibližuje matematický popis tvorby a syntézy nedifrakčních svazků. Šestá kapitola představuje vlastní přínos, přináší výsledky několika návrhů a experimentů využívajících pseudonedifrakční svazky v mikromanipulacích.

2 Nedifrakční optika

Nedifrakční optika je směr klasické optiky, existující déle než dvacet let. O její vznik se zasloužil J. Durnin, který v roce 1987 poukázal na fakt, že ve volném prostoru existuje řešení skalární vlnové rovnice ve formě pole, které nevykazuje difrakci, a je tedy schopno udržet si během šíření svůj intenzitní profil [18]. Jedno z řešení je popsáno Besselovou funkcí prvního druhu a má tvar svazku. Proto autor přišel s kontroverzním názvem "nedifrakční svazek" (NS). O tomto druhu pole se před Durninem zmiňovalo více autorů, např. v roce 1978 Sheppard s Wilsonem [19], o Besselově svazku i Stratton v roce 1941 [20], nicméně rozvoj nedifrakční optiky nastal až po Durninově publikaci.

2.1 Ideální nedifrakční svazek

Uvažujme komplexní pole $U(x, y, z, t)$, které je exaktním řešením skalární vlnové rovnice ve volném prostoru

$$\Delta U(x, y, z, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U(x, y, z, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

v níž Δ je Laplaceův operátor a v rychlost světla v prostoru. Předpokládáme-li monochromatické pole s úhlovou frekvencí ω , můžeme komplexní amplitudu zapsat ve tvaru $U(x, y, z, t) = u(x, y, z) \exp(i\omega t)$ a prostorové rozložení pole se stane řešením Helmholtzovy rovnice

$$\Delta u(x, y, z) + k^2 u(x, y, z) = 0, \quad (2)$$

kde $k = \omega/v$ je vlnové číslo. Nedifrakční vlastnosti se projevují podélně neměnným intenzitním profilem, proto můžeme funkci $u(x, y, z)$ předpokládat ve tvaru

$$u(x, y, z) = u_N(x, y, z) = u(x, y) \exp(-i\beta z), \quad (3)$$

kde β je tzv. podélná konstanta. Řešením rovnice (2) pomocí metody separace proměnných v různých souřadných systémech dospějeme k různým svazkům.

2.1.1 Besselovy svazky

Jedny z nejvíce diskutovaných a nejzajímavějších nedifrakčních svazků, které jsou hlavním předmětem zájmu i této práce, jsou Besselovy svazky. Získají se řešením Helmholtzovy rovnice (2) ve válcových souřadnicích (r, φ, z) , $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $z = z$, metodou separace proměnných [21]. Předpokládáme-li funkci u_N ve tvaru

$$u_N = u_B(r, \varphi, z) = R(r)\Phi(\varphi) \exp(-i\beta z), \quad (4)$$

kde Φ je periodická funkce

$$\Phi(\varphi) = \exp(im\varphi), \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

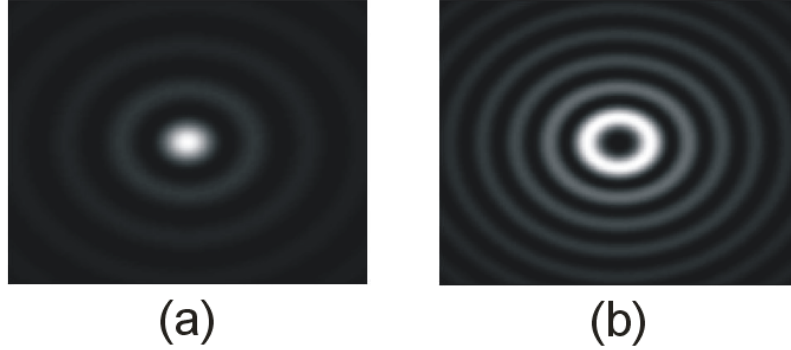
dospějeme řešením Helmholtzovy rovnice k tzv. Besselově rovnici, kterou musí splňovat funkce $R(r)$,

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \alpha^2 R(r) \left(1 - \frac{m^2}{\alpha^2 r^2}\right) = 0, \quad (6)$$

kde $\alpha^2 = k^2 - \beta^2$. Obecné řešení rovnice je dáno jako lineární kombinace Besselovy funkce J_m prvního druhu m -tého řádu a Neumannovy funkce N_m m -tého řádu, $R_m(r) = \mu J_m(\alpha r) + \nu N_m(\alpha r)$, s váhovými koeficienty μ a ν . Neumannova funkce obsahuje singularitu v nule, představuje tedy nefyzikální řešení. Proto uvažujeme pouze Besselovu funkci $J_m(\alpha r)$ a výsledné pole můžeme zapsat ve tvaru

$$u_B(r, \varphi, z) = J_m(\alpha r) \exp(im\varphi - i\beta z), \quad (7)$$

keré nazýváme Besselovským svazkem. Intenzitní profily svazků $J_0(r)$ a $J_2(r)$ jsou znázorněny na obr. 1.



Obrázek 1: Intenzitní profil Besselova svazku (a) $J_0(r)$, (b) $J_2(r)$.

2.1.2 Mathieuovy svazky

Mathieuovy svazky jsou řešením Helmholtzovy rovnice (2) v eliptických válcových souřadnicích (ξ, η, z) , definovaných vztahy $x = h \cosh \xi \cos \eta$, $y = h \sinh \xi \sin \eta$, $z = z$, kde $\xi \in (0, \infty)$, $\eta \in (0, 2\pi)$ a $2h$ je vzdálenost ohnisek elipsy v rovině (x, y) , [22]. Předpokládáme-li pole ve tvaru

$$u_N = u_M(\xi, \eta, z) = u(\xi, \eta) e^{-i\beta z}, \quad (8)$$

vede Helmholtzova rovnice na tvar

$$\frac{\partial^2 u(\xi, \eta)}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u(\xi, \eta)}{\partial \eta^2} + \frac{\alpha^2 h^2}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) u(\xi, \eta) = 0 \quad (9)$$

s $\alpha^2 = k^2 - \beta^2$. Separací funkce $u(\xi, \eta)$ v proměnných, $u(\xi, \eta) = u_\xi(\xi) u_\eta(\eta)$, získáme dvě nezávislé diferenciální rovnice

$$\frac{\partial^2 u_\eta(\eta)}{\partial \eta^2} + [a - 2q](\cos 2\eta) u_\eta(\eta) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 u_\xi(\xi)}{\partial \xi^2} - [a - 2q](\cosh 2\xi) u_\xi(\xi) = 0 \quad (11)$$

s parametrem $q = \frac{\alpha^2 h^2}{4}$ a konstantou a . Rovnice (10) je tzv. Mathieuova rovnice, jejíž řešení vede pro charakteristickou hodnotu a na sudé Mathieuovy funkce n -tého řádu

$ce_n(\eta; q)$ (tzv. eliptický kosinus) nebo liché Mathieuovy funkce n -tého řádu $se_n(\eta; q)$ (eliptický sinus), $n = 0, 1, 2, \dots$. Pro lichá n jsou funkce periodické s periodou π , pro sudá n s periodou 2π . Rovnice (11) je modifikovaná Mathieuova rovnice a jejím řešením jsou modifikované Mathieuovy funkce prvního druhu $Ce_n(\xi, q)$ a $Se_n(\xi, q)$ a modifikované Mathieuovy funkce druhého druhu, které jsou však bez fyzikálního významu. Komplexní amplituda fyzikálně realizovatelného pole je tedy dána jako součin Mathieuovy a modifikované Mathieuovy funkce prvního druhu, z nichž jedna nese informaci o radiální prostorové frekvenci a příčných rozměrech svazku, a druhá určuje rozdělení pole v závislosti na azimutálním úhlu. Vlastnosti Mathieuova svazku nultého řádu, obr. 2, popsaného součinem funkcí

$$u_M(\xi, \eta, z; q) = Se_0(\xi, q)se_0(\eta, q) \exp(-i\beta z), \quad (12)$$

byly diskutovány např. v [22]. První experimentální realizace tohoto svazku je zmíněna v [23].



Obrázek 2: Ukázky intenzitních profilů Mathieuových svazků nultého řádu.

2.1.3 Parabolické svazky

Parabolické nedifrakční svazky byly poprvé publikovány v [24]. Jsou řešením Helmholtzovy rovnice (2) v parabolických souřadnicích, definovaných vztahy

$$x + iy = \frac{\sqrt{\eta + i\xi}}{2}, \quad z = z, \quad (13)$$

s intervaly existence $\eta \in (-\infty, +\infty)$, $\xi \in \langle 0, +\infty \rangle$, $z \in (-\infty, +\infty)$. Za předpokladu funkce u_N ve tvaru

$$u_N = u_P(\eta, \xi, z) = \Phi(\eta)R(\xi) \exp(-i\beta z) \quad (14)$$

dospějeme k těmto diferenciálním rovnicím pro funkce Φ a R ,

$$\frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + (k_t^2\eta^2 + 2k_t a)\Phi = 0, \quad (15)$$

$$\frac{d^2R}{d\xi^2} + (k_t^2\xi^2 - 2k_t a)R = 0, \quad (16)$$

v nichž $2k_t a \in (-\infty, +\infty)$ je konstanta. Vhodnou substitucí lze rovnice převést do kanonického tvaru parabolické válcové diferenciální rovnice. Zpravidla bývá rovnice převedena na Weberovu diferenciální rovnici, jejíž řešení jsou parabolické cylindrické funkce $D_\nu(\mu)$.

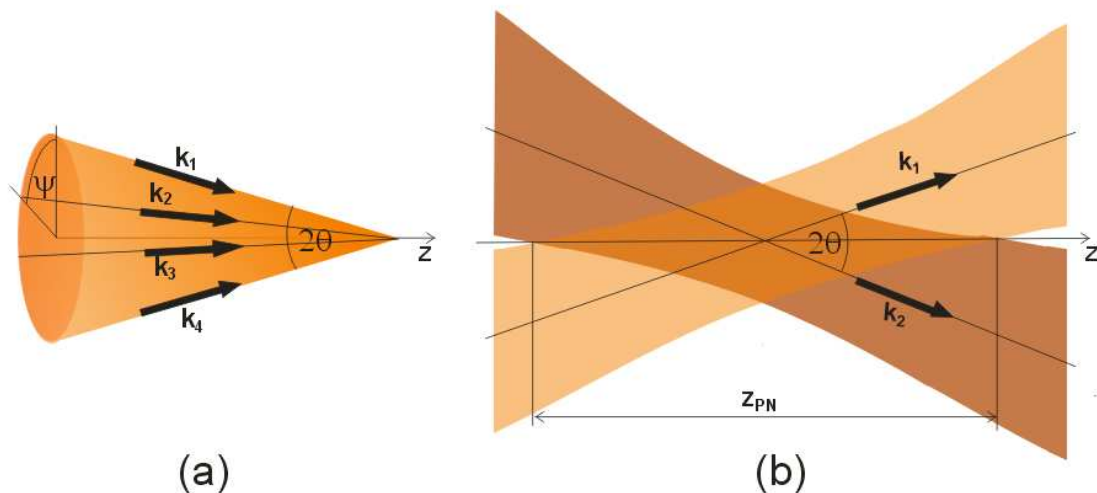
2.1.4 Integrální reprezentace nedifrakčních svazků

Obecněji je možné nedifrakční pole (3) vyjádřit pomocí integrální reprezentace

$$u_N(x, y, z) = e^{-i\beta z} \int_0^{2\pi} A(\psi) e^{-i\alpha(x \cos \psi + y \sin \psi)} d\psi, \quad (17)$$

kde

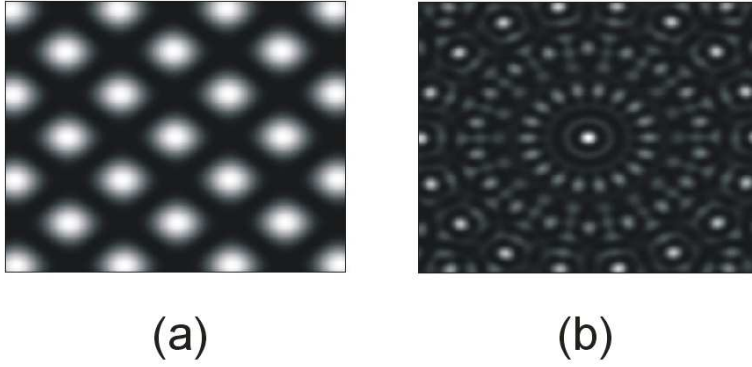
$$\alpha = k \sin \theta, \quad \beta = k \cos \theta. \quad (18)$$



Obrázek 3: Nedifrakční svazek může být interpretován jako interference rovinných vln, zatímco pseudonedifrakční svazek jako interference gaussovských svazků, v obou případech se směrovými vektory sledujícími povrch kuželové plochy.

Integrál lze interpretovat jako interferenci rovinných vln s vlnovými vektory $\mathbf{k} = (\alpha \cos \psi, \alpha \sin \psi, \beta)$ ležícími na kuželové ploše s vrcholovým úhlem 2θ , obr. 3 (a). Funkce $A(\psi)$ představuje amplitudovou, fázovou nebo komplexní modulaci vln a může být zvolena libovolně. Jediným omezením nedifrakčního pole jsou pouze směry vlnových vektorů vytvářejících vln. Výběrem funkce ve tvaru $A(\psi) = \exp(im\psi)$ dostáváme Besselovy svazky, modulací $A(\psi) = ce_m(\psi, q) + ise_m(\psi, q)$ vzniká Mathieuův svazek. Dobrou aproximací Mathieuova svazku nultého řádu obdržíme i při modulaci amplitudou $A(\psi) = \exp[-(\nu_0 \cos \psi/w_0)^2]$, kde $\nu_0 = \alpha/(2\pi)$ a w_0 je šířka gaussovského profilu v rovině mezikruží, [22]. Propustnost $A(\psi) = \sum_{j=1}^N A_j \delta(\psi - \psi_j)$ umožňuje vytvořit tzv. kaleidoskopické svazky, obr. 4, které lze chápat jako interferenci N rovinných vln s váhami A_j . Pouhou modulací mezikruží lze také vytvářet matice svazků nebo vírových svazků a posunovat je v příčné i podélné rovině.

Integrál (17) lze také interpretovat jako Fourierovu transformaci tenkého mezikruží, jehož amplituda a fáze je modulována funkcí $A(\psi)$. Prostorové spektrum nedifrakčního pole je totiž v k -prostoru tvořeno jednou radiální frekvencí $k_t = \alpha$ a je tedy reprezentováno tenkým mezikružím.



Obrázek 4: Příklady kaleidoskopických svazků, vzniklých interferencí (a) čtyř a (b) devíti rovinných vln.

2.2 Pseudonedifrakční svazek

Nedifrakční svazek je matematický pojem. Existuje v celém prostoru a nese nekonečnou energii. Přesto má dobré experimentální přiblížení, a to ve formě tzv. pseudonedifrakčních (PN) svazků. Matematicky jsou tyto svazky příčně omezeny funkcí, která klesá rychleji než $1/r^2$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, a zajistí tak konečnost energie. Nejčastěji se jedná o omezení gaussovskou funkcí a získané svazky jsou potom řešením Helmholtzovy rovnice řešené v paraxiální aproximaci. Pole můžeme přiblížit jako interferenci gaussovských svazků s osami ležícími na plášti kužele o vrcholovém úhlu 2θ , obr. 3 (b). V oblasti překrytí svazků o délce z_{PN} existuje nedifrakční pole. Matematický popis monofrekvenčního PN svazku je zmíněn např. v [25] a ve válcových souřadnicích nabývá tvaru

$$u_{PN}(r, \varphi, z) = K(r, z) \exp(-i\beta_p z) \int_0^{2\pi} A(\psi) e^{-i\alpha r Q(z) \cos(\psi - \varphi)} d\psi, \quad (19)$$

kde

$$K(r, z) = \exp(-i\frac{\alpha^2 z^2}{2kq}) U_G(r, z), \quad (20)$$

β_p je paraxiální aproximace konstanty šíření

$$\beta_p = k(1 - \frac{\beta^2}{2k^2}) \quad (21)$$

a

$$Q = 1 + \frac{z}{q}. \quad (22)$$

Funkce U_G v (20) představuje gaussovskou obálku a je dána výrazem

$$U_G(r, z) = \frac{w_{0G}}{w} \exp(-\frac{r^2}{w^2} - i\frac{kr^2}{2R} + i\Omega), \quad (23)$$

kde w_{0G} je pološířka pasu gaussovského svazku a w je pološířka svazku ve vzdálenosti z od roviny pasu

$$w = w_{0G} \sqrt{1 + \frac{z^2}{q_0^2 \cos^2 \theta}}. \quad (24)$$

Parametr $q_0 = kw_{0G}^2/2$ je Rayleighova vzdálenost, R reprezentuje poloměr křivosti vlnoplochy

$$R = \frac{z}{\cos \theta} + \frac{q_0^2 \cos \theta}{z} \quad (25)$$

a Ω je Goyova fáze

$$\Omega = \arctan\left(\frac{z}{q_0 \cos \theta}\right), \quad (26)$$

q je komplexní parametr $q = z + iq_0$.

Prostorové spektrum v k -prostoru není tvořeno jedinou radiální projekcí vektoru \mathbf{k} , nýbrž má určitou šířku, která je nepřímo úměrná pološířce pasu gaussovské obálky.

Pseudonedifrakční svazky představují dobrou aproximaci nedifrakčních svazků. Mají stejné vlastnosti, pouze však na konečných vzdálenostech vymezených "nedifrakční zónou" z_{PN} .

2.2.1 Besselův-Gaussův svazek

Mezi pseudonedifrakčními svazky je Besselově svazku blízký tzv. Besselův-Gaussův svazek, který byl poprvé zmíněn v [26]. Může být popsán výrazem

$$u_{BG}(r, \varphi, z) = \exp(-i\frac{\alpha^2 z^2}{2kq})U_G(r, z)U(r, \varphi, z), \quad (27)$$

kde $U_G(r, z)$ popisuje gaussovskou modulaci svazku (23),

$$U(r, \varphi, z) = (-1)^m i^m 2\pi J_m(\alpha Q r) \exp(im\varphi - i\beta_p z) \quad (28)$$

a β_p a Q jsou definovány vztahy (21) a (22). Obě funkce (7) a (27) se pro $m = 0$ podobají Airyho disku, obr.1 (a), v ostatních případech není ve středu definována fáze, což se projevuje nulovou osovou intenzitou, a profil je ve formě soustředných mezikruží, obr.1 (b). Tyto svazky nesou orbitální moment hybnosti, parametr m bývá často nazýván topologický náboj svazku.

2.3 Srovnání Besselova a Besselova-Gaussova svazku

Pro tuto práci má největší význam svazek s maximem na ose, dále bude tedy ve vztazích (7) a (28) uvažován případ $m = 0$.

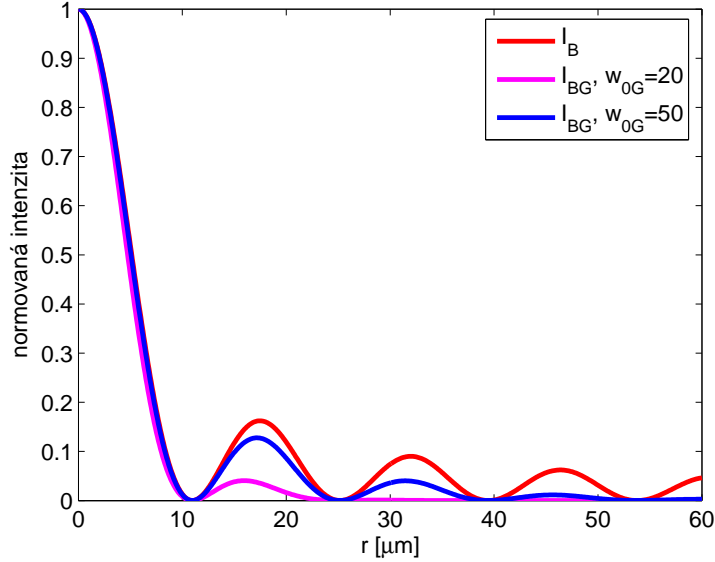
Besselovský svazek v tomto případě vypadá jako světelná trubice obklopená mezikruhovými prstenci, obr. 1 a). Poloměr jádra ρ_0 , tvořícího základnu tohoto válce, je

$$\rho_0 = 0.3826 \frac{\lambda}{\sin \theta}, \quad (29)$$

kde úhel θ vyplývá z konstanty šíření (18). Podélný profil zůstává neměnný, ale příčně je normovaná intenzita $I_B(r)$, obr. 5, popsána funkcí

$$I_B(r) = J_0^2(\alpha r). \quad (30)$$

Funkce $I_B(r)$ je dána vydělením intenzity $|u_B|^2$ osovou hodnotou $|u_B(0)|^2$.



Obrázek 5: Příčný profil normovaného Besselova a Besselova-Gaussova svazku s poloměrem jádra $10 \mu\text{m}$ a pološířkou gaussovského svazku 20 a $50 \mu\text{m}$.

Průběh intenzity Besselova-Gaussova svazku I_{BG} se v podélném směru mění. Normováním osovou maximální hodnotou $|u_{BG}(0, 0)|^2$ jej lze popsat jako

$$I_{BG}(r, 0, z) = \frac{w_{0G}^2}{w^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2} - \frac{\alpha^2 z^2 q_0}{k(z^2 + q_0^2)}\right] J_0(\alpha Q r) J_0(\alpha Q^* r). \quad (31)$$

V rovině pasu gaussovského svazku ($z = 0$) je příčná intenzita popsána Besselovou funkcí modulovanou gaussovskou obálkou s pološířkou pasu w_{0G} ,

$$I_{BG}(r, 0) = J_0^2(\alpha r) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_{0G}^2}\right). \quad (32)$$

Na obrázku 5 je srovnání příčného profilu ideálního besselovského svazku s Besselovým-Gaussovým svazkem pro dvě různé pološířky w_{0G} .

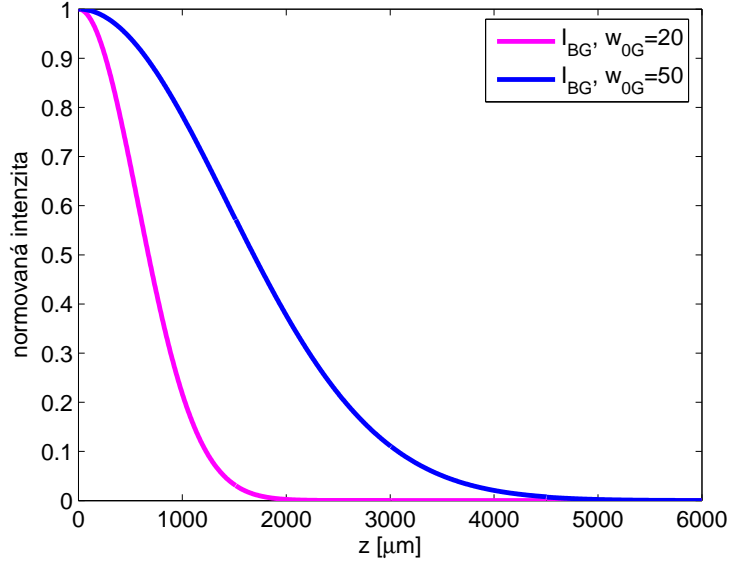
Je-li velikost jádra mnohem menší než pološířka svazku w_{0G} , B-G svazek dobře aproximuje ideální besselovský svazek. Přesto je jeho zóna existence konečná a pro podmínku $z \ll q_0$ může být vývoj osové intenzity popsán jako

$$I_{BG}(0, z) = \exp\left(-\frac{2z^2 \sin^2 \theta}{w_{0G}^2}\right). \quad (33)$$

Zónu existence můžeme nadefinovat jako podélnou vzdálenost od roviny pasu, na které intenzita poklesne na hodnotu $1/e^2$. Potom dostáváme

$$z_{BG} = \frac{w_{0G}}{\sin \theta}. \quad (34)$$

Dosah svazku tedy může být prodloužen se vzrůstem pološířky pasu gaussovské obálky. Tato vlastnost je zajímavá např. v mikromanipulacích, neboť šířkou osvětlovacího svazku můžeme snadno ovlivňovat délku generovaného Besselova-Gaussova svazku.



Obrázek 6: Průběh osové intenzity normovaného Besselova-Gaussova svazku, vliv pološířky w_{0G} na dosah svazku.

2.4 Vektorový popis nedifrakčních svazků

Vektorový popis nedifrakčních svazků je nutný například pro studium polarizačních stavů a toku elektromagnetické energie. Je třeba hledat přesné řešení Maxwellových rovnic pro monochromatické elektromagnetické pole vektorových komplexních amplitud elektrické \mathbf{E} a magnetické intenzity \mathbf{H} ,

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{e}(x, y) \exp [i(\omega t - \beta z)], \quad (35)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{h}(x, y) \exp [i(\omega t - \beta z)]. \quad (36)$$

Tento problém byl poprvé řešen pro Besselovy svazky v [27], později byl zpracován i pro obecné nedifrakční pole [28]. Je-li časově nezávislá komplexní amplituda skalárního nedifrakčního svazku $u_N(x, y, z)$ popsána výrazem (3), lze s použitím reprezentativního teorému pro Helmholtzovu rovnici vektorové komplexní amplitudy pole zapsat ve tvaru

$$\mathbf{E} = - \sum_j (a_j \mathbf{M}_j + b_j \mathbf{N}_j) \exp(i\omega t) \quad (37)$$

a

$$\mathbf{H} = i \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sum_j (a_j \mathbf{N}_j + b_j \mathbf{M}_j) \exp(i\omega t), \quad (38)$$

kde

$$\mathbf{M}_j = -\mathbf{q} \times \nabla u_{Nj}, \quad \mathbf{N}_j = \frac{1}{k} \nabla \times \mathbf{M}_j. \quad (39)$$

Ve výrazech (37)- (39) představují a_j a b_j váhové koeficienty, ϵ permitivitu, μ permeabilitu a \mathbf{q} libovolný konstantní vektor. Komplexní amplitudy $u_{Nj}(x, y, z)$ jsou nezávislá skalární nedifrakční řešení Helmholtzovy rovnice získaná pro tutéž konstantu šíření β . Vektorové nedifrakční svazky jsou tedy určeny z báze skalárních nedifrakčních svazků.

2.4.1 Příklady polarizovaných polí

Vhodnou volbou váhových koeficientů a vektoru \mathbf{q} je možné popsat různě polarizovaná pole. Například lineárně polarizované TE pole získáme z výrazů (37) a (38) volbou $a_j \neq 0, b_j = 0$ a $\mathbf{q} = (0, 0, q_z)$. Příčně polarizované TM pole vyplývá pro koeficienty $a_j = 0, b_j \neq 0$ a $\mathbf{q} = (0, 0, q_z)$.

Pokud je funkce u_{Nj} v (39) popsána Besselovými svazky, lze dospět k radiálně a azimutálně polarizovanému poli, jejichž způsobu generace je navržena např. v [29]. V cylindrických souřadnicích lze azimutálně polarizované TE pole zapsat ve tvaru

$$E_r = 0, \quad (40)$$

$$E_\varphi = -a_0 \alpha J_1(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (41)$$

$$E_z = 0 \quad (42)$$

s magnetickou intenzitou

$$H_r = -a_0 \frac{\alpha \beta}{k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} J_1(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (43)$$

$$H_\varphi = 0, \quad (44)$$

$$H_z = ia_0 \frac{\alpha^2}{k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} J_0(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)]. \quad (45)$$

Takové pole je v každém bodě lineárně polarizované, celkově však směr elektrického pole odpovídá tečnám k soustředným kružnicím. Radiálně polarizované elektrické pole vzniká při azimutální TM polarizaci magnetické intenzity,

$$E_r = -ia_0 \frac{\alpha \beta}{k} J_1(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (46)$$

$$E_\varphi = 0, \quad (47)$$

$$E_z = -a_0 \frac{\alpha^2}{k} J_0(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (48)$$

a

$$H_r = 0, \quad (49)$$

$$H_\varphi = ia_0 \alpha \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} J_1(\alpha r) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (50)$$

$$H_z = 0. \quad (51)$$

Radiálně polarizované pole bylo realizováno experimentálně [30] a jeví se být zajímavé v experimentech pro urychlování relativistických částic. Toto pole vykazuje výraznou podélnou složku elektrického pole a může urychlovat elektronový svazek šířící se téměř kolineárně s nedifrakčním svazkem. Lze je interpretovat jako místně lineárně polarizované pole, jehož směr v každém bodě směřuje do středu v nule.

2.5 Vlastnosti nedifrakčních svazků

Nedifrakční svazky vykazují řadu zajímavých vlastností. Mezi nejvýznamnější patří schopnost jejich obnovení za překážkou, invariantnost příčného profilu a samozobrazení.

Ze zákona zachování energie dále plyne, že příčný tok Poyntingova vektoru je nenulový a souvisí s azimutálním tokem energie. Po složení s podélnou složkou Poyntingova vektoru má nakonec charakter šroubovicové plochy. Některé svazky v sobě obsahují fázové dislokace a nesou úhlový moment hybnosti, který mohou předávat při interakci objektům.

Tyto vlastnosti jsou natolik zajímavé, že se o využívání NS začaly zajímat i oblasti jako je metrologie, přenos informací, mikromanipulace, nelineární optika a jiné. V této části jsou charakteristiky svazků zmíněny podobněji, v některých podkapitolách je zmíněna motivace k využití v mikromanipulacích.

2.5.1 Invariantnost příčného profilu

Základní vlastností nedifrakčních a pseudonedifrakčních svazků je neměnnost jejich intenzitního profilu při šíření. U nedifrakčních svazků to platí v celém prostoru, u pseudonedifrakčních svazků v oblasti překrytí definované délkou z_{PN} . Tato vzdálenost se může u širších svazků pohybovat v desítkách či stovkách metrů, u svazků s malým jádrem od desítek mikrometrů po milimetry. Výhodou je nastavitelnost této délky pomocí šířky generujícího svazku. Velikost intenzity PN pole se při podélném posuvu mění, nicméně intenzitní profil zůstává invariantní.

Nejčastěji používaný PN svazek v mikromanipulacích je Besselův-Gaussův svazek, který umožňuje vytvořit světelnou nebo tmavou trubici. Částice může být do svazku vtažena na mnohem delší podélné vzdálenosti, na rozdíl od fokusovaného gaussovského svazku, u kterého je velmi důležitá podélná i příčná poloha pasti a částice.

2.5.2 Samoobnovení svazku

Další z atraktivních vlastností nedifrakčního a pseudonedifrakčního pole je schopnost přirozeně obnovit příčný profil, přestože se mu v cestě nachází neprůhledná překážka [31, 32], obr. 7. Při průměru D_P překážky a úhlu θ kužele vzniklých vln pak pole ve vzdálenosti z_R od překážky

$$z_R = \frac{D_P}{2 \tan \theta} \quad (52)$$

opět interferuje a vytváří původní intenzitní profil.

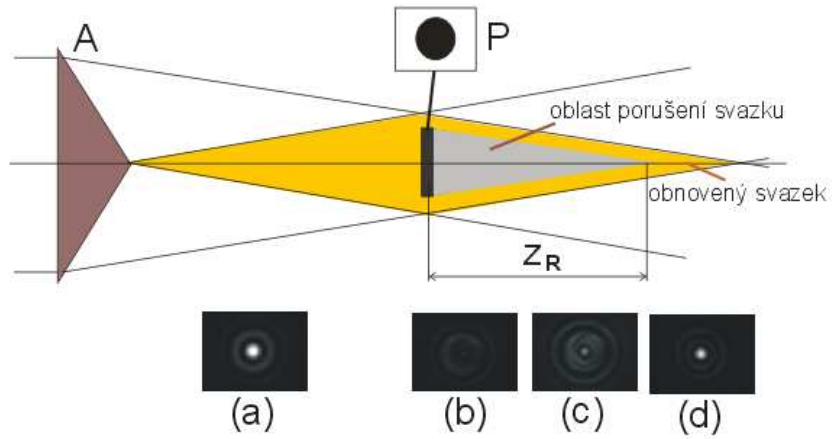
Tato vlastnost umožňuje např. manipulovat pomocí jediného Besselova-Gaussova svazku s objekty v různých rovinách současně [33].

2.5.3 Energetika svazků

Energetika svazků v nevodivém prostředí je v rámci Maxwellovy teorie popsána zákonem zachování energie ve tvaru

$$\nabla \cdot \mathbf{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad (53)$$

kde \mathbf{S} je Poyntingův vektor reprezentující hustotu toku elektromagnetické energie pole a w je objemová hustota elektromagnetické energie. Pro stacionární nedifrakční pole s vektory



Obrázek 7: Rekonstrukce Besselovského svazku za kruhovou překážkou. Intenzitní profil svazku vzniklého za axikonem A je na obrázku (a). Za překážkou P dochází k porušení svazku (b), (c), ale od vzdálenosti z_R se pole opět obnoví (d).

elektrické \mathbf{E} a magnetické intenzity \mathbf{H} , definovanými vztahy (35) a (36), jsou jejich časově středované hodnoty vyjádřitelné výrazy

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \mathbf{e}^* \times \mathbf{h} + \mathbf{e} \times \mathbf{h}^*, \quad (54)$$

$$\langle w \rangle = \epsilon(\mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e}) + \mu(\mathbf{h}^* \cdot \mathbf{h}), \quad (55)$$

ϵ a μ jsou permitivita a permeabilita prostředí. Zákon zachování energie lze potom zapsat ve zjednodušeném tvaru

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{S}_\perp \rangle = 0, \quad (56)$$

kde $\langle \mathbf{S}_\perp \rangle$ je časově vystředovaná příčná složka Poyntingova vektoru. Divergence příčné složky Poyntingova vektoru tedy musí být nulová, nicméně tok v rovině kolmé ke směru šíření přípustný je. Při studiu tohoto jevu ve válcových souřadnicích vychází, že u jednodového nedifrakčního pole může být příčný tok tvořen azimutální složkou, zatímco radiální je nulová. Superpozicí s podélnou složkou má nakonec tok elektromagnetické energie šroubovicový charakter. V případě mnohamodového pole může mít příčný tok i složku radiální, nicméně musí být splněna podmínka (56). Energetika vektorových nedifrakčních svazků je podrobně diskutována např. v [28].

Je-li pole popsáno skalární amplitudou u_N s úhlovou frekvencí ω , lze Poyntingův vektor a objemovou hustotu energie aproximovat pomocí gradientů amplitud [34],

$$\mathbf{S} = i\omega(u_N^* \nabla u_N - u_N \nabla u_N^*), \quad (57)$$

$$w = \nabla u_N \nabla u_N^* + k^2 |u_N|^2. \quad (58)$$

2.5.4 Dislokace vlnoplochy a orbitální moment hybnosti

Některé nedifrakční svazky se řadí do kategorie tzv. vírových svazků. Jsou charakteristické nespojitostí fáze v určitých bodech (tzv. vírech, vortexech), šroubovitou vlnoplochou, se kterou souvisí spirální tok energie, a nulovou intenzitou v místě víru.

Označíme-li komplexní amplitudu nedifrakčního svazku výrazem

$$u(x, y) = u_0(x, y) \exp[-i\Phi(x, y)], \quad (59)$$

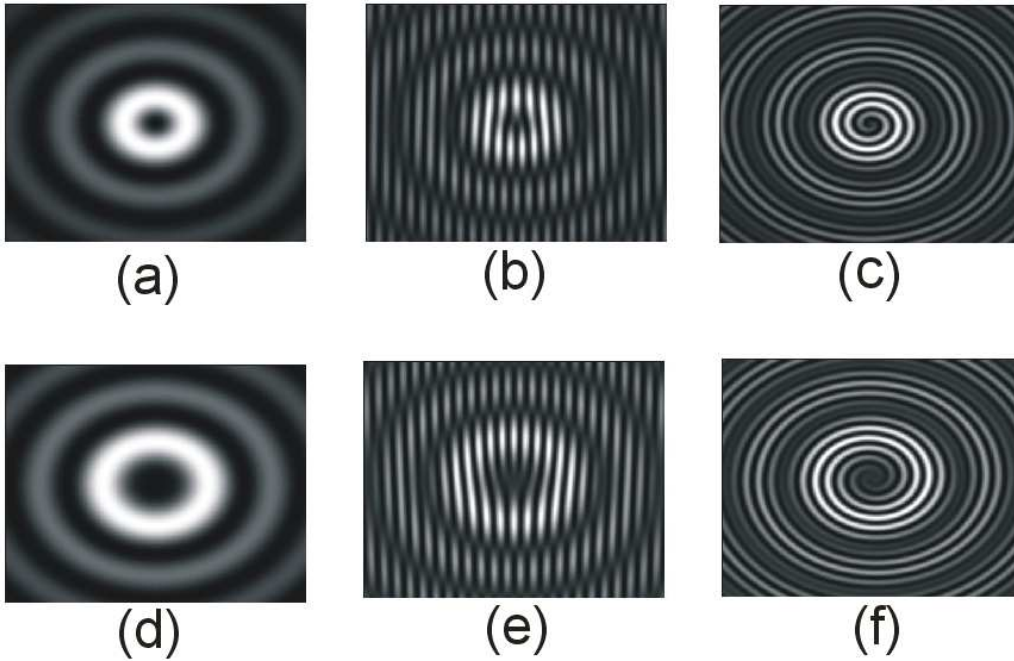
potom body, ve kterých existuje singularita fáze, se vyznačují nenulovým křivkovým integrálem podél křivky \mathbf{L} obepínající daný bod,

$$\oint_L \nabla\Phi \cdot d\mathbf{L} \neq 0. \quad (60)$$

Integrál může nabývat hodnot $2\pi m$, kde celé číslo m nazýváme topologický náboj víru. Nejtypičtějsími nedifrakčními vírovými svazky jsou Besselovy svazky prvního druhu a nenulového řádu, které lze zapsat ve tvaru

$$u_N(r, \varphi, z) = J_m(r) \exp(im\varphi) \exp(-i\beta z). \quad (61)$$

V případě svazku J_0 je vlnoplocha rovinná a vír nevzniká. V ostatních případech se pole vyznačuje nulovou intenzitou ve středu svazku, šířka tohoto intenzitního minima roste s velikostí topologického náboje. Přímé určení jeho velikosti možné není, k diagnostice lze ale využít např. interference svazku s rovinnou či sférickou vlnou. Interferenční obrazec se v prvním případě projeví rozštěpením interferenčních proužků, obr. 8 b), e), ve druhém případě vznikem interferenčních spirál, obr. 8 c), f). Podle počtu a orientace proužků a spirál lze určit velikost i znaménko náboje.



Obrázek 8: Identifikace topologického náboje m besselovského svazku s $m = 1$ (a), $m = -2$ (d) pomocí interference s rovinnou vlnou (b), (e) a interference se sférickou vlnou (c), (f).

Se šroubovitou vlnoplochou a spirálním tokem energie vírových svazků souvisí i nenulový orbitální moment hybnosti svazků. Svazek může při interakci předávat objektům hybnost a moment hybnosti, což se projevuje translací a rotací objektu. Celkový moment hybnosti má dvě složky - orbitální a spinovou. Spin souvisí s polarizačním stavem, při

interakci s částicemi se projevuje jejich točením kolem své osy. Orbitální moment hybnosti souvisí s prostorovým rozložením výkonu světla a při interakci vede k rotaci částic kolem osy víru ve svazku [35, 36]. V pseudonedifrakčním svazku může být nesen více vírů současně [37] a při koaxiální superpozici vírových svazků s různými topologickými náboji může být orbitální moment hybnosti tvarován [38].

Moment hybnosti \mathbf{j} je definován jako vektorový součin polohového vektoru \mathbf{r} a hybnosti \mathbf{p} ,

$$\mathbf{j} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}. \quad (62)$$

Hybnost světla šířícího se vakuem rychlostí c lze popsat pomocí Poyntingova vektoru \mathbf{S} ,

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{S}}{c^2}. \quad (63)$$

Složky Poyntingova vektoru v cylindrických souřadnicích odpovídají různé informaci o toku energie - radiální složka S_r souvisí s rozšiřováním svazku při jeho šíření, azimutální složka S_φ je spojena s orbitálním momentem hybnosti a podélná složka S_z představuje hybnost svazku ve směru šíření podél osy z . Popisuje-li komplexní amplitudu svazku u_N skalární funkce (61), můžeme orbitální moment hybnosti vyjádřit pomocí azimutální složky Poyntingova vektoru S_φ a platí [25]

$$j_z = \frac{rS_\varphi}{c^2} = -\frac{2\omega m}{c^2}|u_N|^2, \quad (64)$$

kde ω je úhlová frekvence. Celkový orbitální moment svazku získáme integrací v příčné rovině,

$$J_z = \int \int j_z r dr d\varphi = -\frac{2\omega m}{c^2}P, \quad (65)$$

kde P je výkon svazku. Orbitální moment hybnosti je tedy přímo úměrný topologickému náboji.

2.5.5 Samozobrazení pomocí nedifrakčních svazků

Další zajímavou vlastností nedifrakčních a pseudonedifrakčních polí je tzv. samozobrazení (angl. self-imaging), které umožňuje podélné periodické tvarování světla. Známým příkladem samozobrazení je Talbotův jev [39]. Talbotovo zobrazení bylo studováno v řadě prací, např. [40, 41]. Bylo ukázáno, že vzniká pro libovolnou amplitudovou strukturu s periodou L v příčné rovině. V paraxiálním přiblížení se dá ukázat, že difraktované pole vykazuje podélnou periodicitu s periodou

$$z_T = L^2/\lambda. \quad (66)$$

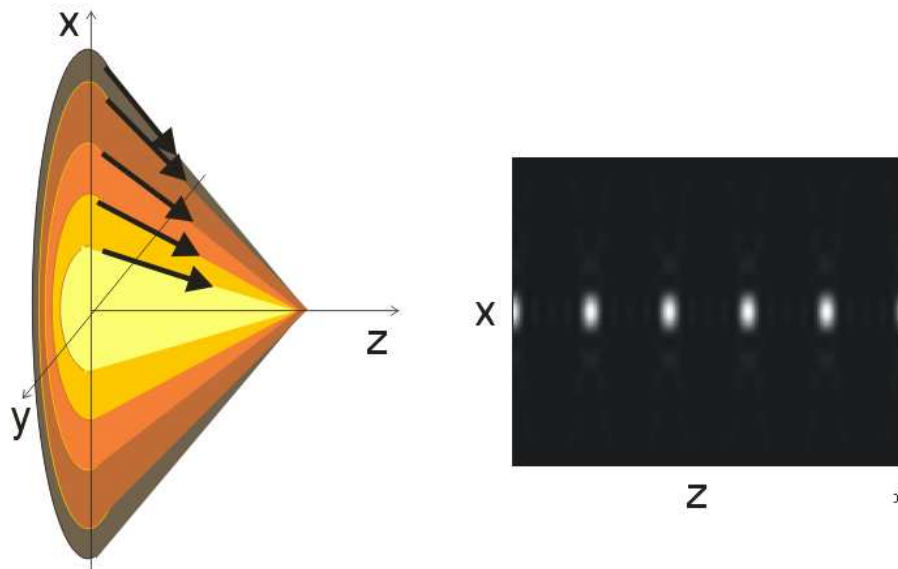
V podélných vzdálenostech rovných sudému násobku periody z_T můžeme pozorovat kopii struktury, v rovinách odpovídajících lichému násobku vzniká obraz s opačným kontrastem. Mezi těmito rovinami, ve vzdálenostech úměrných $\frac{2n+1}{2} \frac{L^2}{\lambda}$, vzniká tzv. Talbotův subobraz, který má dvojnásobnou frekvenci, $n \in \mathbb{Z}$. Tento efekt našel uplatnění v interferometrii, zobrazování, dělení svazku nebo zpracování optických pulzů [40]-[42].

Montgomery [43] ukázal, že v neparaxiálním případě je příčná periodicitu nedostačující podmínkou samozobrazení. To vzniká u polí, jejichž prostorové frekvence jsou reprezentovány soustřednými kružnicemi vhodných poloměrů [44]. Prostorové spektrum nedifrakčních svazků je tvořeno právě mezikružními, z nichž každé souvisí s určitou podélnou

konstantou šíření. Samozobrazení s podélnou periodou z_T může vzniknout interferencí nedifrakčních (nebo PN) svazků s podélnými konstantami šíření β_j , které tvoří aritmetickou řadu

$$\beta_j = j \frac{2\pi}{z_T}, \quad (67)$$

kde $j = J, J + 1, \dots, J + N - 1$, $J \in \mathbb{R}$, N je počet svazků. Zároveň musí platit, že $\beta_{max} < k$, tedy nejdelší konstanta šíření svazků musí být menší než vlnové číslo, neboť platí (18). V místech podél osy z , kde se svazky potkávají ve fázi, dochází ke konstruktivní interferenci. Tyto oblasti jsou analogicky s interferenčním polem na N -vrypech odděleny $N - 1$ rovinami s destruktivní interferencí a $N - 2$ "vedlejšími maximy", s rozdílem, že se jedná o podélnou modulaci. Intenzita hlavních maxim roste s počtem interferujících svazků jako $I_{max} \approx N^2$. Interferencí besselovských nebo besselovských-gaussovských svazků nultého řádu je možné vytvářet světelné body v prostoru, obr. 9, přičemž vedlejší interferenční maxima v příčné i podélné rovině jsou vzhledem k hlavním potlačeny, obr. 10. Efektu lze také využít k periodickému tvarování světla s obecnějším příčným profilem, viz kapitola 5.

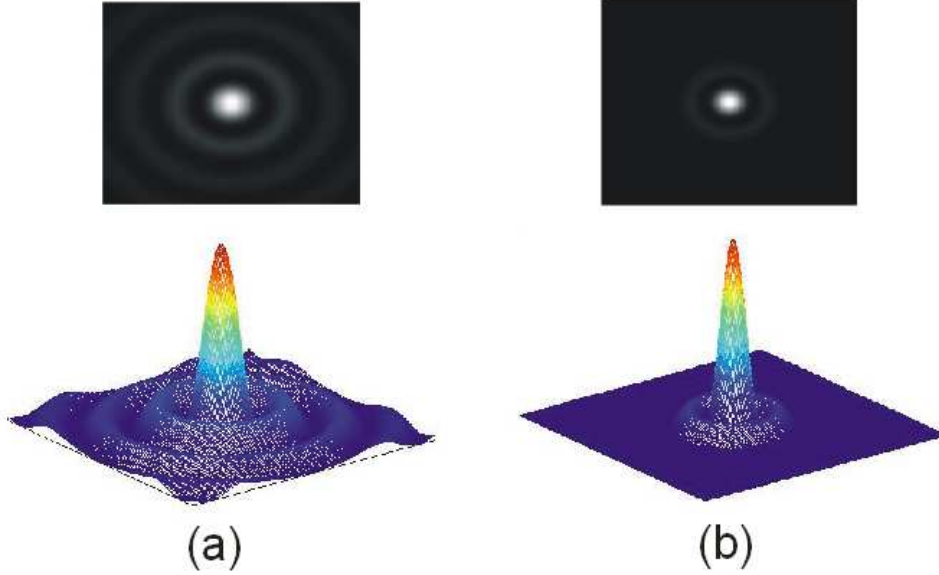


Obrázek 9: Interference více nedifrakčních svazků vhodně svázaných konstant šíření umožňuje tvarovat světlo prostorově. Na obrázku je demonstrace podélného profilu pole, tzv. samozobrazení, které vzniklo interferencí pěti besselovských svazků. Výsledkem jsou "světelné body", vyskytující se s periodou z_T .

2.6 Realizace pseudonedifrakčních svazků

Pseudonedifrakční svazky mohou být realizovány v dobré aproximaci několika metodami. Výběr konkrétní metody závisí na energetických, rozměrových a tvarových požadavcích pole.

První navržené uspořádání bylo zmíněno Durninem a kol. [45]. Spočívá v osvětlení mezikruhové štěrbině, umístěné v předmětové ohniskové vzdálenosti spojné čočky,



Obrázek 10: Příčný profil (a) jednoho nedifrakčního Besselovského svazku a (b) pole pěti Besselovských svazků při samozobrazení. Vlivem konstruktivní interference dochází k nárůstu intenzity na ose a potlačení vedlejších maxim.

kolimovaným laserovým svazkem, obr. 11 (a). Každý bod štěrbin je zdrojem sférické vlny, která za čočkou vede ke vzniku rovnoběžných paprsků šířících se vzhledem k optické ose pod úhlem θ ,

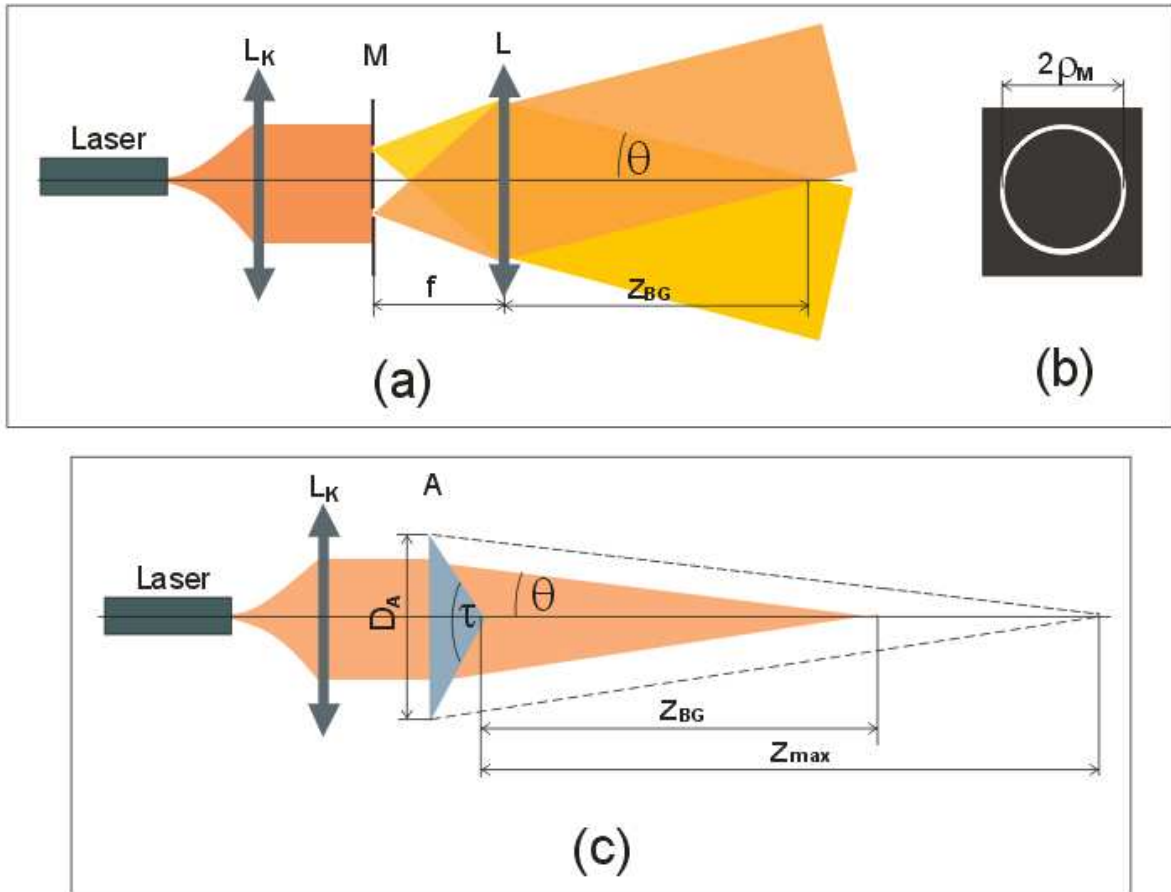
$$\theta = \arctan \frac{\rho_M}{f}, \quad (68)$$

který je tedy určen ohniskovou vzdáleností f čočky a poloměrem ρ_M mezikruží. V prostoru, kde se vlny protínají, vzniká svazek s profilem úměrným funkci J_0 . Velikost jádra ρ_0 svazku souvisí s úhlem θ podle (29). Maximální vzdálenost, na které se svazek šíří bez významných změn intenzitního profilu, je určena průměrem D_L čočky,

$$z_{PN} = \frac{D_L}{2 \tan \theta}. \quad (69)$$

Zavedením dodatečné amplitudové nebo fázové masky do roviny mezikruží lze přímo provádět modulaci, která vede ke tvorbě dalších druhů pseudonedifrakčních polí. Například zavedením fázové masky s azimutální modulací ve tvaru $A = \exp(im\psi)$ lze vytvořit B-G svazek m -tého řádu. Touto metodou lze rovněž jednoduše vytvářet samozobrazení - volbou vhodných poloměrů mezikruží pro danou ohniskovou vzdálenost čočky. Poloměry se dají přímo napočítat z podmínek (67) a (68) nebo v [46] navrhuje logaritmický rozestup mezikruží. Nevýhodou této experimentální sestavy je značná ztráta energie v rovině mezikruží.

Často využívaným prvkem k vytvoření svazku blízkému Besselově svazku nultého řádu je kónická čočka (axikon), která bývá osvětlená kolimovaným laserovým svazkem [47]-[49], obr. 11 (c). Takto získané pole se vyznačuje vzrůstající osovou intenzitou při šíření a oscilacemi, které pramení z difrakce na elementu. Svazky blízké Besselovým svazkům vyšších řádů lze vytvořit při osvětlení axikonu Laguerreovými-Gaussovými svazky [49]. Dosah pole je přímo úměrný šířce laserového svazku dopadajícího na axikon. Nejdelší



Obrázek 11: Generace Besselova-Gaussova svazku (a) pomocí mezikruhové masky (b) a (c) pomocí axikonu. L_k - kolimační čočka, M - mezikruhová maska, L - čočka, A - axikon, D_A - průměr axikonu.

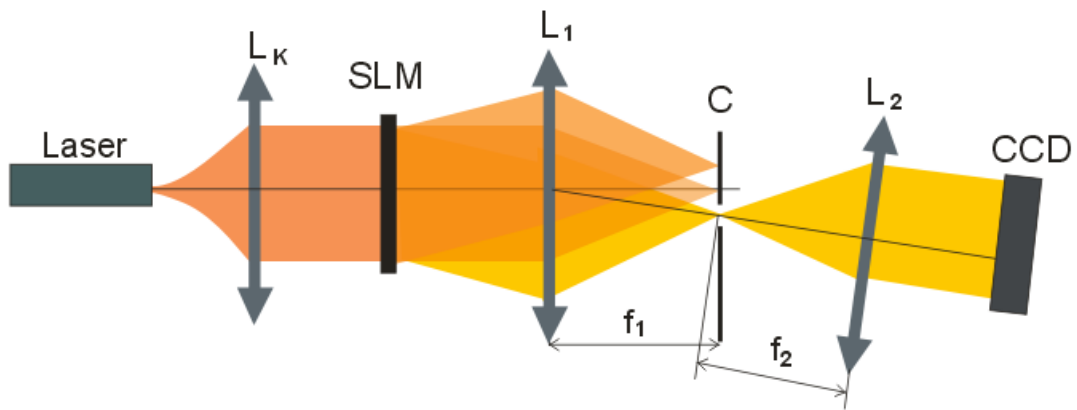
možný dosah z_{max} je přímoúměrný průměru axikonu D_A , analogicky (69) s $D_L = D_A$. U axikonu s vrcholovým úhlem τ a indexem lomu n je úhel kužele θ ve vzduchu dán

$$\theta = \arcsin\left(n \cos \frac{\tau}{2}\right) + \frac{\tau}{2} - \frac{\pi}{2}. \quad (70)$$

Výhodou axikonu je vysoká energetická účinnost a poměrně snadná manipulace. Nevýhodou jsou pevně dané vlastnosti svazku, zejména jeho příčné rozměry a maximální dosah, a někdy i optické vady prvku.

Jiným způsob tvorby PN polí spočívá ve využití difraktivních masek. První byly ve formě počítačem vytvořených hologramů [50, 51]. Výhodou těchto elementů byla vyšší energetická účinnost než při filtraci spektra mezikružími v předmetové ohniskové rovině čočky a možnost generace i polí obecnějšího tvaru. Difraktivní elementy dnes bývají vyrobeny fotolitograficky [52] nebo se využívá prostorových modulátorů světla (anglicky spatial light modulator, zkratka SLM) [53]-[55]. Ty umožňují vytvořit nedifrakčního pole téměř libovolného tvaru a navíc provádět změny v reálném čase. Prostorový modulátor světla je optoelektronický prvek tvořený maticí kapalných krystalů a propojený s počítačem. Podle přivedeného napětí na jednotlivá okýnka matice se mění anizotropní vlastnosti krystalů, tím i jejich index lomu a následně fáze (případně amplituda) procházejícího

světla. Jednou z nevýhod je cena tohoto elementu, energetické ztráty způsobené difrakcí na pixelech modulátoru a nutnost prostorové filtrace. Ztráty jsou větší než při použití axikonu, nicméně možnosti využití mnohem širší. Mapa posílaná na prvek se liší podle druhu modulátoru. V případě amplitudového modulátoru se dá popsat jako interferogram požadovaného pole např. s odkloněnou rovinnou vlnou [56]. Ta představuje referenční svazek, který při realizaci vytvoříme kolimovaným gaussovským svazkem dopadajícím na modulátor pod definovaným úhlem. V případě fázového modulátoru je třeba najít mapu, která vhodně ovlivní fázi dopadajícího světla. Problém je třeba řešit numericky pomocí iterativních algoritmů. Některé principy užívané v těchto algoritmech jsou popsány dále, ve třetí kapitole. Vypočítanou mapu je dále nutno přeměnit na formát akceptovatelný pro SLM, zohlednit pixelovou strukturu modulátoru a navrženou mapu diskretizovat pouze do omezeného počtu hladin.



Obrázek 12: Generace Besselova-Gaussova svazku pomocí prostorového modulátoru světla (SLM). L_K kolimační čočka, L_1 , L_2 - čočky, C - clona, CCD - CCD kamera.

Vedle těchto základních metod lze pro přibližnou tvorbu Besselových svazků nultého řádu použít Fabry-Perotova interferometru [57] nebo Machova-Zehnderova interferometru ke generaci Besselových svazků vyšších řádů [58].

2.7 Koherence nedifrakčních svazků

Nedifrakční i pseudonedifrakční svazky se zpravidla zmiňují a využívají v koherentním režimu. Pro některé aplikace mohou být zajímavé i svazky s částečnou koherencí. Například v zobrazování může být snížení prostorové koherence užitečné, snížená koherence se jeví být zajímavá i při šíření atmosférou. Popis částečně koherentních nedifrakčních polí byl např. zmíněn v [59, 60]. Bylo ukázáno, že i při náhodné korelaci složek prostorového spektra zůstane vzniklé pole nedifrakční.

Částečně koherentní pole lze popsat pomocí křížové spektrální hustoty definované jako

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle u^*(\mathbf{r}_1)u(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (71)$$

kde $u(\mathbf{r})$ jsou komplexní amplitudy popsané výrazem (17), $\langle \rangle$ znamená středování přes všechny realizace pole. Modulační funkci spektra částečně koherentních polí definujeme

jako součin deterministické a náhodné amplitudy,

$$A(\psi) = A_D(\psi)A_R(\psi). \quad (72)$$

Potom je možné křížovou spektrální hustotu (71) zapsat ve tvaru

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \gamma(\psi_1, \psi_2) |A_R(\psi_1)| |A_R(\psi_2)| A_D^*(\psi_1) A_D(\psi_2) \times f^*(\mathbf{r}_1, \psi_1) f(\mathbf{r}_2, \psi_2) d\psi_1 d\psi_2, \quad (73)$$

kde γ je stupeň úhlové koherence

$$\gamma(\psi_1, \psi_2) = \frac{\langle A_R^*(\psi_1) A_R(\psi_2) \rangle}{|A_R(\psi_1)| |A_R(\psi_2)|} \quad (74)$$

a

$$f(\mathbf{r}, \psi) = \exp[-i\alpha r \cos(\psi - \varphi) - i\beta z]. \quad (75)$$

V případě nekoherentního pole je stupeň koherence dán výrazem

$$\gamma(\psi_1, \psi_2) = \delta(\psi_1 - \psi_2). \quad (76)$$

Pokud funkce A_D moduluje pouze fázi ve spektru, dostáváme pro vzájemnou spektrální hustotu výraz

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = C \exp[-i\beta(z_2 - z_1)] J_0(\alpha \Delta r), \quad (77)$$

kde $\Delta r = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$, C je konstantní amplituda. V nekoherentním režimu je tedy křížová spektrální hustota popsána funkcí Besselovskými korelovanou a vyznačuje se ostrým píkem korelací v příčné rovině. Pole částečně koherentní je více řešeno např. v [61], kde je navržena i jeho experimentální realizace pomocí tzv. Gaussova-Shellova zdroje.

2.7.1 Tvorba částečně koherentních pseudonedifrakčních svazků

Generace částečně koherentních nedifrakčních svazků je možná pomocí tzv. Gaussova-Shellova (G-S) zdroje [61, 62]. Spočívá v osvětlení rotujícího difuzéru RD fokusovaným gaussovským svazkem, který se pak stává nekoherentním zdrojem osvětlujícím mezikruhovou masku M , obr. 13. Ta představuje rovinu spektra svazku a může být dále modulována funkcí $A(\psi)$. Fáze gaussovského svazku se na difuzéru stává náhodnou, změnu prostorové koherence lze realizovat změnou pološířky svazku na difuzéru. V laboratoři tedy například podélným posunem t rotujícího difuzéru.

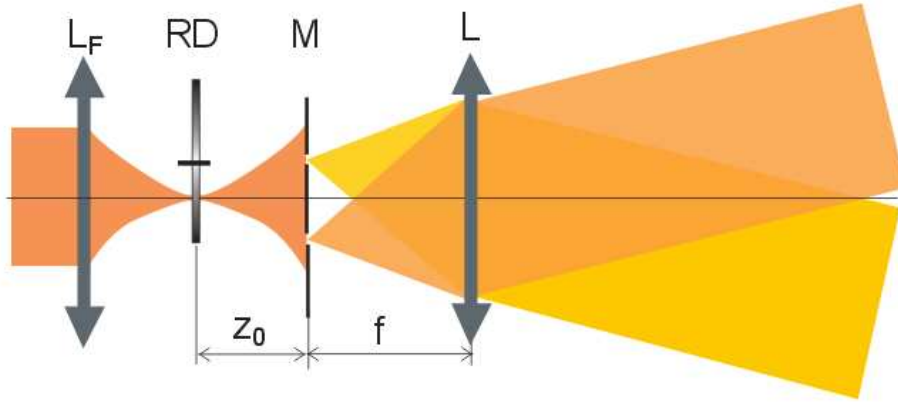
Stupeň prostorové koherence světla se s šířením mění a je popsán Van Cittertovou-Zernikeho větou

$$\gamma(\rho_1, \rho_2) = \frac{e^{i\varphi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \exp[ik(x\bar{\xi} + y\bar{\eta})] dx dy}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (78)$$

kde

$$\bar{\xi} = \frac{\xi_1 - \xi_2}{z_0}, \quad \bar{\eta} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{z_0}, \quad (79)$$

$$\varphi = -\frac{k[(\xi_1^2 + \eta_1^2) - (\xi_2^2 + \eta_2^2)]}{2z_0}, \quad (80)$$



Obrázek 13: Experimentální uspořádání pro tvorbu částečně koherentních svazků. L_F - fokusační čočka, L_K - kolimační čočka, L - fourierovská čočka, RD - rotující difuzér, M - mezikruhová maska.

kde z_0 je vzdálenost roviny nekoherentního zdroje $I(x, y)$ a roviny mezikruží. V případě Gaussova-Shellova zdroje je zdroj popsán gaussovskou funkcí a realizován gaussovským svazkem procházejícím rotujícím difuzérem,

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right), \quad (81)$$

kde r_0 je pološířka fokusovaného svazku a $r^2 = x^2 + y^2$. Korelace vyšetřované v rovině mezikruží s poloměrem ρ_M a tedy vztahy $\xi_j = \rho_M \cos \psi_j$, $\eta_j = \rho_M \sin \psi_j$ nakonec vedou k výrazu pro stupeň koherence

$$\gamma(\psi_1, \psi_2) = \exp\{-G^2[(\cos \psi_1 - \cos \psi_2)^2 + (\sin \psi_1 - \sin \psi_2)^2]\}, \quad (82)$$

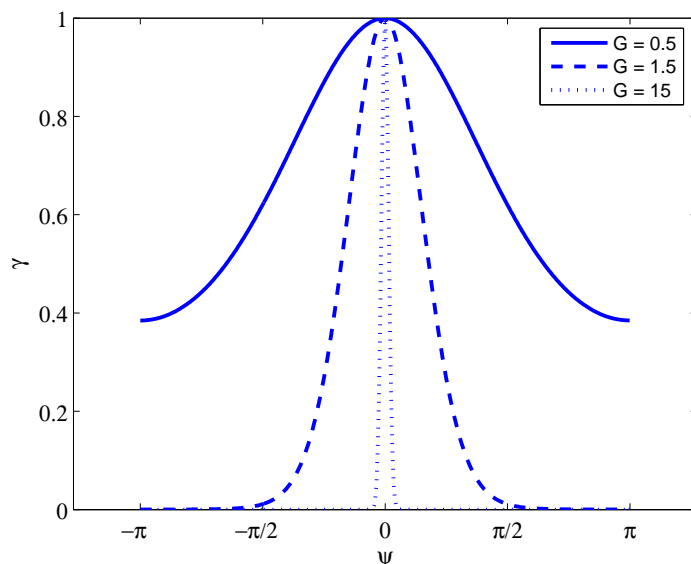
s parametrem

$$G = \frac{kr_0\rho_M}{\sqrt{8}z_0}. \quad (83)$$

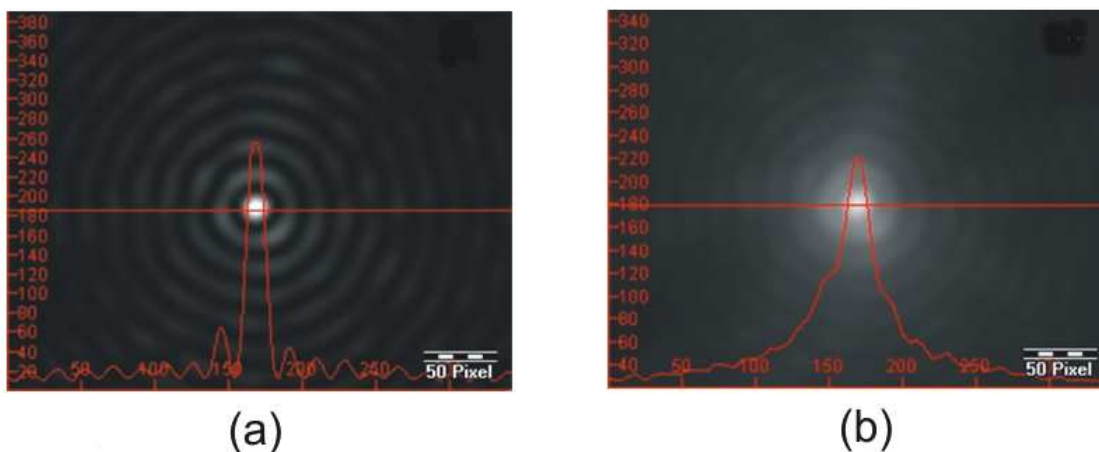
Stupeň koherence tedy závisí na velikosti stopy svazku na difuzéru a vzdálenosti bodů, v nichž se korelace vyšetřují (v tomto případě tedy vzdálenosti mezikruží a jeho poloměru), obr. 14. Na obrázku 15 jsou zobrazeny naměřené profily dvou různě koherentních svazků z uvedeného experimentálního uspořádání, obr.13. Odpovídající vizibilita, měřená pomocí Youngova experimentu se štěrbinami vzdálenými 1.5 mm, byla v případě (a) $V = 0.96$, v případě (b) $V = 0.46$.

2.8 Využití pseudonedifrakčních svazků

Specifické vlastnosti nedifrakčních svazků zaujaly řadu technických oborů, i základní výzkum. Zajímavým se jeví zejména směrovost, malé jádro a současně dlouhý dosah svazku. Využití bylo testováno např. ve skenovací mikroskopii [63], ve fotolitografii [64], v měření nestacionárních odrazných ploch [65] či odchylek prostorové přímosti [66]. Zobrazení nedifrakčním svazkem poskytuje extrémně dlouhou hloubku zobrazení, využití



Obrázek 14: Změnou pološířky svazku na difuzéru G-S zdroje se mění parametr G a s ním i stupeň úhlové koherence γ v rovině mezikruhové masky.



Obrázek 15: Pseudonedifrakční svazek vytvořený G-S zdrojem pro zcela koherentní (a) a pro částečně koherentní světlo (b).

v zobrazování na dlouhé vzdálenosti bylo modelováno např. v [67]. V nelineární optice se svazky ukázaly být zajímavé při generaci druhé harmonické [68]. Aplikace při tvorbě třetí harmonické je navržena v [69], vznik druhé harmonické Čerenkovova záření v [70]. Svazky dále zaujaly v akustice [71], statistické fyzice [72], v atomové optice [73, 74], zkoumalo se praktické využití i pro návrh elektronových urychlovačů [75, 76]. Podélná složka elektrického pole radiálně polarizovaného svazku může být tak velká, že může urychlovat elektrony šířící se téměř kolieárně se svazkem [30]. Další využití bylo zkoumáno v optické koherentní tomografii [77], bezdrátových komunikacích [22, 23, 78], aplikace vortexových nedifrakčních svazků pro kódování informace je navržena a demonstrována např. v [79]. Prostorové spektrum svazku bylo dále využito např. v rohovkových operacích [80].

Velká pozornost byla a stále je věnována využití v manipulacích s mikroobjekty. Využití Besselova svazku pro manipulace s částicemi bylo demonstrováno Arltem v roce 2001 [17]. Hlavní charakteristikou tohoto svazku je, že nemá ohnisko a nemůže tedy vytvářet trojrozměrnou past. Částice však mohou být zachyceny ve dvou dimenzích a radiačním tlakem potom posunovány ve směru osy svazku. Experimentálně bylo naměřeno vedení na délce 3 mm. Úzké, tenké centrální jádro svazku umožňuje zachycovat i dlouhé úzké objekty. Kruhová struktura svazku umožňuje zachytit současně částice s vysokým i nízkým indexem lomu, v intenzitním maximu či minimu. Besselovy svazky vyšších řádů lze dále využít pro rotaci částic vznikající díky přenosu orbitálního momentu hybnosti svazku na částice [36, 35]. Interferencí dvou Besselových svazků byla ukázána možnost kontrolovatelné rotace částic [81]. Na rozdíl od klasických laserových pinzet byla prokázána i schopnost samorekonstrukce svazku a současná manipulace s více částicemi umístěnými v různých rovinách centrálního maxima [33, 81]. Vzdálenost, na které dochází k rekonstrukci, závisí na parametrech svazku a velikosti částice. Interferencí protiběžných Besselových svazků byla také demonstrována možnost prostorového zachycení částic a manipulace s nimi [82]-[84].

3 Aktuální stav problematiky

Způsoby tvarování světla jsou různé. Výběr konkrétní metody či sestavy se odvíjí například od požadovaného intenzitního profilu, velikosti pole nebo nároků na kvalitu. V některých případech lze používat přímo refraktivní či reflektivní elementy, v jiných je potřeba navrhnout, vyrobit nebo naprogramovat difraktivní prvky, případně použít vícečlenných systémů se sofistikovanými optoelektronickými prvky. Vzhledem k propojení předmětu dizertační práce s mikromanipulacemi se zmíním zejména o metodách, které se využívají v této oblasti, byly označeny za užitečné nebo by mohly být inspirující pro toto odvětví.

Nejjednodušším a pravděpodobně i nejužívanějším polem v mikromanipulacích je silně fokusovaný svazek, jehož profil se dá přibližně popsat gaussovskou funkcí. Realizace spočívá v osvětlení vhodného mikroobjektivu kolimovaným laserovým svazkem tak, aby byla zcela vyplněna vstupní apertura mikroobjektivu [3], který je použit v invertovaném mikroskopu. Sestava je statická, umožňuje 3D zachycení částice. Její pohyb vůči okolí lze realizovat mechanickým posunem stolku, na kterém je vzorek umístěn. V kombinaci s 4F systémem a modulací prostorového spektra svazku, je možné pastí pohybovat v prostoru nebo ji znásobit v příčné či podélné rovině. Velmi často se k realizaci těchto pinzet využívá prostorových modulátorů světla [85, 86], které zároveň umožňují manipulaci v reálném čase. Lineární fázová modulace prostorového spektra vede k posunu v příčné rovině, zatímco kvadratická modulace posunuje svazek podélně. Jiný způsob realizace pole pastí spočívá v časovém sdílení pastí (angl. time-sharing) [87], tedy velmi rychlém přepínání svazku mezi jednotlivými polohami. Princip využívá setrvačnosti částice, která zůstává na místě i v době, kdy je svazek na okamžik nasměrován na jiné místo. Pro takto vytvářené pasti se často využívají akustooptické modulátory nebo galvanooptická zrcadla. Pro generaci dvourozměrného pole pastí bylo také využito uspořádání kopírující princip Shack-Hartmannova senzoru [88]. Jednalo se o SLM, působící jako matice deflektorů, a matici čoček fokusujících odkloněné svazky. Podélná modulace světla využitá v mikromanipulacích byla zmíněna např. v [89]-[91]. Byla realizována jako interferenční pole stojatého svazku, který vznikne ve vzorku interferencí gaussovského svazku a jeho odrazu od dielektrického zrcadla nahrazujícího krycí sklíčko. Inteferenční pole více svazků [92]-[94] může vytvořit prostorovou mřížku sloužící ke třídění částic nebo jejich zachycení. Chytání částic bylo dále realizováno např. v poli za jednomodovým vláknem [95], protiběžnými svazky ze dvou [96, 97] či více vláken [98], nebo v poli evanescentních vln [99]-[101].

Z nedifrakčních svazků se nejvyžívanějším druhem polí staly Besselovy svazky, neboť se vyznačují malým jádrem, vhodným pro zachycení mikročástic. Modulací jejich prostorového spektra lze vytvořit složitější invariální profil [102], jehož intenzita je ve vzorku téměř konstatní, a proto se hodí pro transport částic [17]. Fázovou modulací ve tvaru $m\varphi$, kde $m \in \mathbb{Z}, m \neq 0$ a φ je azimutální úhel v polárním souřadném systému, lze vytvářet Besselovy svazky vyšších řádů, které díky nesenému orbitálnímu momentu hybnosti umožňují při interakci s částicemi rotaci částic [36, 81]. Vzhledem k energetické účinnosti se ke generaci často využívají přímo axikony, ve složitějších sestavách prostorové modulátory světla nebo litograficky vyrobené masky [35, 52]. Samozobrazení nabízí periodické tvarování podél osy šíření [28, 103, 104], čímž se zdá být vhodné pro tvorbu řetízku pastí. Podobně bylo využito dvou protiběžných besselovských svazků [82]-[84], v jejichž interferenčním poli byly podélně zachyceny a kontrolovatelně dopravovány částice. Zachycování do prostorového spektra svazku generovaného axikonem bylo zmíněno

např. v [105]. Vedle nedifrakčních svazků jsou dále zajímavé například Laguerreovy-Gaussovy svazky, zejména pro experimenty s přenosem orbitálního momentu hybnosti a spinu [36], [106]-[108]. K jejich tvorbě se zpravidla používají holografické metody.

Pro optické mikromanipulace se většinou požaduje pole, které je schopné částice vtáhnout v příčné rovině. Zpravidla světlý či tmavý bod, trubice, pravidelná nebo nepravidelná matice bodů. Často nelze pole vytvořit přímo, ale musí být napočítán vhodný difrakční prvek. Potom je užitečné využít iterativních algoritmů, které se snaží difrakční element na vstupu optimalizovat tak, aby se získané pole za ním co nejvíce blížilo požadovanému.

S rozvojem digitální difrakční optiky byla zmíněna řada algoritmů umožňujících navrhnout vhodný element pro dvourozměrné tvarování světla. Mezi nimi se objevily iterativní fourierovské algoritmy, z nichž často užívaný je Gerchbergův-Saxtonův algoritmus (GSA) [109]. GSA umožňuje vypočítat fázi vlnové funkce v jedné rovině tak, že v této rovině i rovině pozorování sleduje požadované intenzitní rozdělení. V jednotlivých iteracích ponechává vypočítanou fázi, ale amplitudu zaměňuje za požadovanou. Předpokládá, že komplexní amplitudy v obou rovinách jsou vztaheny Fourierovou transformací. V laboratoři lze tedy situaci chápat jako vztah předmětové roviny a dalekého pole nebo praktičtěji vztah předmětové ohniskové a obrazové ohniskové roviny čočky. Při realizaci se zpravidla předpokládá osvětlující svazek s konstantní fází (kolimovaný svazek) a počítá se fáze difrakčního elementu, který by zajistil potřebnou fázovou modulaci pole. GSA byl využit pro tvorbu nedifrakčních a periodických svazků [110], byl rozšířen na 3D tvarování [111] nebo použit jako plně trojrozměrný GS algoritmus [112, 113]. Upraven pro trojrozměrné tvarování světelných polí [114] byl využit i pro aplikaci jako holografická optická pinzeta. Fienup [115, 116] později přišel s tzv. "input-output" algoritmem urychlujícím konvergenci. Pro tvarování svazku nebo jeho dělení je v [117] zmíněn přehled a srovnání těchto "historických" algoritmů s novějšími iterativními fourierovskými algoritmy pro návrh plynulého nebo víceúrovňového fázového difrakčního elementu.

Algoritmy pro trojrozměrné tvarování světla jsou náročnější. Intenzitní rozdělení je definováno v určité oblasti [118], která je rozdělena do diskretních rovin, kolmých ke směru šíření. Po každé iteraci jsou v rovinách zájmu zavedeny intenzitní podmínky, přičemž fáze a tvar pole mimo roviny jsou ponechány. Realizace je možná pomocí difrakčního optického elementu, jako je např. počítačem řízený hologram. Liší se jen přístupy, jakými se tento element nadefinuje. Některé algoritmy využívají výhod Fourierovy transformace [111, 112], jiné pracují s volným šířením v prostoru [111, 114, 118, 119]. Další algoritmus pro syntézu 3D pole je zmíněn např. v [120]. Pro aplikace v holografické optické pinzetě je srovnání několika používaných algoritmů v [121].

Konkrétnější způsob tvarování pole, kterým vzniká pravidelná mřížka bodů v prostoru, prezentoval Sedukhin [122]-[124]. Principem bylo umístění frekvenčního filtru ve formě kombinace Dammannových mřížek a multifokální čočky do 4F systému. Tímto způsobem byla zajištěna prostorová replikace předmětu, kterým byl bodový zdroj světla. Dammannovy mřížky zajistily vznik periodického obrazu v příčné rovině, zatímco multifokální čočka v podélném směru. Důležitým předpokladem tohoto návrhu bylo, že se jednotlivé obrazy nepřekrývají, tedy zanedbává se vzájemná interference. Toho lze docílit buď malým rozměrem jednotlivých obrazů nebo dostatečnou separací. V opačném případě by byl obraz degradován vlivem interference. Návrh se týkal centimetrových až metrových rozměrů. Podobně byl pro aplikaci v laserové pinzetě využit algoritmus, který

pro posun bodu v příčné rovině využívá lineární fáze hranolu a pro posun v podélném směru kvadratické fázové funkce čočky [85]. Pro vícenásobné pasti byla vytvořena funkce zahrnující posuny všech bodů, přičemž nakonec se zanedbala amplituda a ponechala pouze fáze.

Jiná metoda tvarování světla je přiblížena v [125]. Vychází z metody fázového kontrastu, kterou navrhl Frits Zernike v roce 1935 a za kterou byl v roce 1953 ohodnocen Nobelovou cenou. Spočívá v prostorové filtraci, jejímž výsledkem je lineární vztah pozorované intenzity a fáze předmětu. Metoda je vhodná pro vizualizaci fáze a využívá se v mikroskopii. Nutným předpokladem je malá změna fáze, kdy se největší odchylky pohybují od 0.1 rad do $\pi/3$ [125]. Ve spojení s prostorovou filtrací, kdy se světlu s nulovou prostorovou frekvencí zavede fázový posuv $\pm\pi/2$, lze dosáhnout lineárního vztahu mezi zobrazenou intenzitou a fází na vstupu

$$I(x', y') \approx 1 \pm 2\phi(x', y'). \quad (84)$$

K dobrému kontrastu v obrazu je potřeba fokusované osové světlo dostatečně zeslabit, zavedení fázového posunu "zviditelní" průběh fáze na vstupu. Syntéza obrazu inspirovaná metodou fázového kontrastu a neuvažující pouze malou fázovou modulaci je řešena např. v [125, 126]. Je označována pojmem zobecněná metoda fázového kontrastu. Rovina prostorového modulátoru světla je konjugována s rovinou chytání, velikost fáze na SLM pak jednoznačně souvisí s intenzitou u pastí. Touto metodou se zabývá především skupina Jespera Glückstada. Demonstrovali její význam v mikromanipulacích v reálném čase [127]-[130] nebo v dekódování binární fázové mapy [131].

4 Cíle disertační práce

Nedifrakční optika je poměrně mladá část klasické optiky, která je zajímavá pro řadu odvětví a aplikací. Jedním z cílů této práce je vytvořit přehled vlastností těchto polí a přiblížit jejich skalární i vektorový popis. Pole jsou realizovatelná pouze v přiblížení, matematicky je lze popsat pomocí tzv. pseudonedifrakčních polí, jejichž popis je v disertační práci zmíněn. V teoretickém přehledu jsem chtěla dále informovat o způsobech realizace pseudonedifrakčních polí a oblastech využití. Jednou ze zajímavých aplikací pseudonedifrakčních svazků jsou mikromanipulace.

Problém tvarování světla je velmi široký. Vzhledem k propojení dvou témat disertační práce - nedifrakční optiky a mikromanipulací - bylo mým dalším cílem přinést přehled způsobů tvarování světla právě v oblasti optické pinzety.

Hlavním cílem práce bylo popsat možnosti úpravy tvaru světla pomocí principů nedifrakční optiky, a to s jedním nebo vhodným výběrem více nedifrakčních svazků, a ukázat jejich využitelnost v aplikacích laserové pinzety. Součástí práce je teoretický popis tvarování a principy jeho realizace. Opírají se o vhodnou modulaci prostorového spektra světelného pole. Konkrétní výsledky se týkají využitelnosti periodického světelného pole pro zachycování mikroobjektů a manipulaci s nimi [132]-[134]. Další experimenty jsou založeny na fázové modulaci spektra jednoho nedifrakčního svazku šířícího se za axikonem. Výsledkem je pole besselovských-gaussovských svazků, trojrozměrné zachycování a manipulace s částicí [135]. V rámci práce je dále představen systém pro konverzi tradičního gaussovského svazku do svazku Besselova-Gaussova [136, 137]. Systém umožňuje nastavit polohu osy svazku v příčné rovině při zachování kolinearity s optickou osou.

Popis řešení tvarování nedifrakčních svazků vychází z principů vlnové optiky, návrh konvertoru svazku se opíral zejména o základy geometrické optiky a práci se simulačním programem OSLO Premium. Počítačové simulace a návrh fázových map využívaných pro prostorovou modulaci byly tvořeny v programu MatLab. Tvar map byl počítán s využitím metody modulace prostorového spektra fází hranolu a čočky [85] a v některých případech optimalizován pomocí Gerchbergova-Saxtonova algoritmu [109].

5 Popis řešení

5.1 Tvarování pole založené na principech nedifrakční optiky

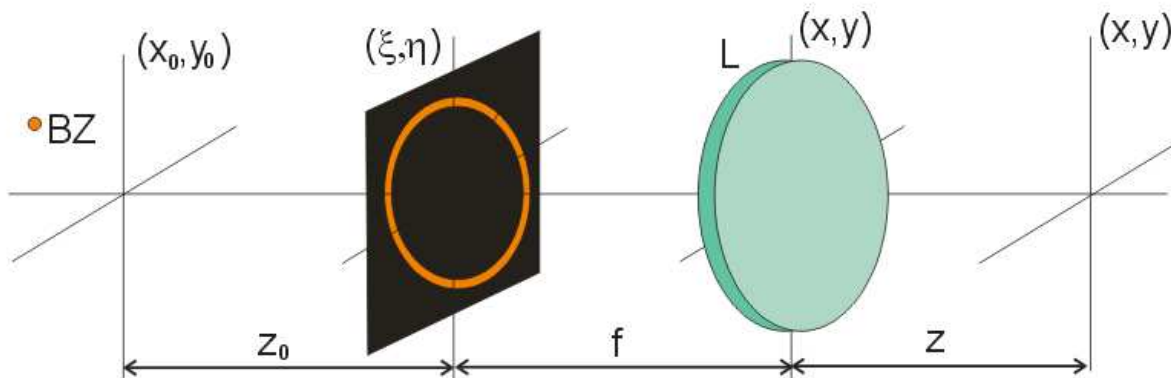
Podélná invariance je základní charakteristickou vlastností nedifrakčního pole, které může mít teoreticky téměř libovolný příčný profil [21]. Ke kontrole tvaru pole se využívá amplitudové a fázové modulace mezikruží představujícího prostorové spektrum nedifrakčního pole [102]. Interference více nedifrakčních svazků s vhodně zvolenými konstantami šíření a modulací prostorového spektra dále nabízí periodické tvarování pole [103]. Mírnou změnou v podmínce samozobrazení je možné modulovat pole podélně obecněji [138, 139]. Tvarování v příčné rovině je v tomto případě velmi omezené. V této části jsou tyto tři základní typy tvarování zmíněny podrobněji.

5.1.1 Tvorba podélně invariantních profilů

Tvarování jednoho nedifrakčního svazku je diskutováno v [102, 140]. Základní schéma, demonstrující tvorbu obecného nedifrakčního pole, je na obr. 16. Mezikruží poloměru ρ_M umístěné v předmětové ohniskové rovině čočky (tzv. fourierovské rovině) (ξ, η) je osvětleno bodovým zdrojem a v tomto uspořádání představuje prostorové spektrum svazku, který vznikne za čočkou L . Matematicky ho lze přiblížit funkcí $\delta(\rho - \rho_M)$ a může být modulováno funkcí $A(\psi)$,

$$A(\psi) = t(\psi)a(\psi). \quad (85)$$

Komplexní amplituda $t(\psi)$ představuje přímou modulaci v rovině mezikruží a musí vyhovovat podmínce $0 \leq |t(\psi)| \leq 1$. Funkce $a(\psi)$ popisuje osvětlení bodovým zdrojem BZ , umístěným v rovině (x_0, y_0) ve vzdálenosti z_0 od roviny mezikruží.



Obrázek 16: K výpočtu bodové rozptylové funkce. V rovině (x_0, y_0) je umístěn bodový zdroj BZ, který osvětluje mezikruhovou masku ležící v předmětové ohniskové rovině spojně čočky L . Za čočkou se vytváří nedifrakční pole, jehož komplexní amplituda odpovídá bodové rozptylové funkci.

Vyjdeme-li z Fresnelovy aproximace řešení difrakčního integrálu, můžeme pole těsně za čočkou s mezikružím v předmětové ohniskové rovině popsat integrálem

$$u(x, y, 0) = \frac{\rho_M}{i\lambda f} \exp \left[-ikf - ik\frac{\rho_M^2}{2f} \right] \int_0^{2\pi} A(\psi) e^{i(k_x x + k_y y)} d\psi, \quad (86)$$

kde f je ohnisková vzdálenost čočky, (k_x, k_y, β) jsou složky vlnového vektoru a λ vlnová délka světla. Zapojíme-li do výpočtu i osvětlení bodovým zdrojem umístěným v poloze $[x_0, y_0]$ a vzdálenosti z_0 od roviny mezikruží, dostaneme

$$u(x, y, 0) = -\frac{1}{\lambda^2 z_0 f} e^{-ik(z_0+f)} e^{-\frac{ik\rho_M^2}{2}\left(\frac{r_0^2}{z_0\rho_M^2} + \frac{1}{z_0} + \frac{1}{f}\right)} \int_0^{2\pi} t(\psi) e^{ik_x(x+p) + ik_y(y+q)} d\psi, \quad (87)$$

kde $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, $p = \frac{\rho_M x_0}{z_0 \sin \theta}$ a $q = \frac{\rho_M y_0}{z_0 \sin \theta}$. Snadno lze ukázat, že komplexní amplituda ve vzdálenosti z od čočky může být vyjádřena ve tvaru

$$u(x, y, z) = -u(x, y, 0) e^{-i\beta z}. \quad (88)$$

Dále se tedy šíří rovinné vlny, které s osou z svírají úhel θ , $\beta = k \cos \theta$. Pole za celým systémem s komplikovanějším zdrojem můžeme zapsat integrálem

$$u(x, y, z) = \int \int \alpha(x_0, y_0) h(\vec{r}_0, \vec{r}) dx_0 dy_0, \quad (89)$$

v němž $\alpha(x_0, y_0)$ popisuje komplexní amplitudu zdroje a

$$h(\vec{r}_0, \vec{r}) = e^{-\frac{ikr_0^2}{2z_0}} h_0(x+p, y+q, z, z_0), \quad (90)$$

kde $h_0(x, y, z, z_0)$ je bodová rozptylová funkce pro bodový zdroj umístěný na ose z ,

$$h_0(x, y, z, z_0) = \frac{1}{\lambda^2 z_0 f} e^{-ik(z_0+f)} e^{-\frac{ik\rho_M^2}{2}\left(\frac{1}{z_0} + \frac{1}{f}\right)} \int_0^{2\pi} t(\psi) e^{ik_x x + ik_y y - i\beta z} d\psi. \quad (91)$$

Tvar výsledného nedifrakčního pole významně závisí na koherenčních vlastnostech zdroje. Uvažujeme-li dva mezní případy, pak pro koherentní zdroj je pozorovaná intenzita intenzitou ze součtu amplitud vzniklých nedifrakčních svazků,

$$I(\vec{r}) = \left| \int \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x_0, y_0) h(\vec{r}_0, \vec{r}) \right|^2. \quad (92)$$

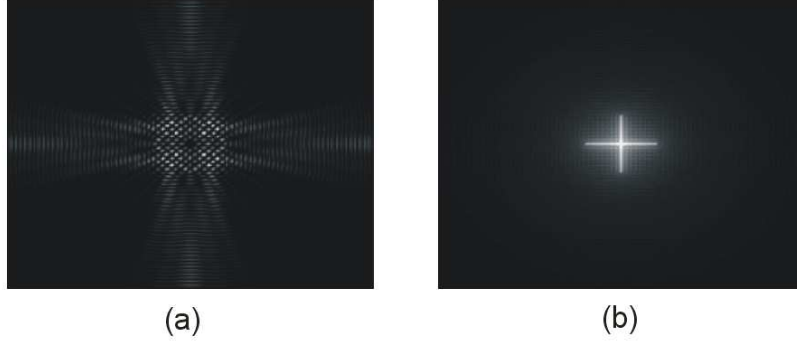
V případě zcela nekoherentního zdroje se sčítají přímo intenzity

$$I(\vec{r}) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} |\alpha(x_0, y_0)|^2 |h(\vec{r}_0, \vec{r})|^2. \quad (93)$$

Situace pro částečně koherentní světlo je diskutována např. v [102].

Ke kontrole tvaru pole se využívá amplitudové a fázové modulace mezikruží. Tímto způsobem lze vytvářet nedifrakční vzory jako diskrétní nebo spojitou superpozici vzájemně koherentních nebo nekoherentních nedifrakčních bodů. Nedifrakční tvary polí s požadovaným příčným rozložením lze dobře vytvářet v nekoherentním osvětlení. Pro nekoherentní osvětlení může být efekt chápán jako nedifrakční zobrazování s nekonečnou hloubkou ostrosti. Reálně se jedná o konečnou vzdálenost, nicméně mnohem delší, než při běžném zobrazování vychází. Zvětšení zobrazení je dáno poměrem $\frac{f}{z_0}$. Intenzitní rozptylová funkce je reprezentována intenzitním rozložením jednoduchého nedifrakčního svazku.

Tvar výsledného pole v koherentním režimu může být značně odlišný od očekávaného vlivem interferenčních efektů, obr. 17 a). Jsou-li vznikající nedifrakční svazky (bodové



Obrázek 17: Zobrazení v koherentním a nekoherentním světle. Zdroj osvětlující uspořádání na obr. 16 byl ve tvaru křížku. Při zobrazení v koherentním světle je tvarová podobnost narušena interferenčními efekty, zatímco v nekoherentním režimu získáme obraz zdroje s dlouhou hloubkou ostrosti.

rozptylové funkce) příliš blízko a překrývají se, je obraz zdroje či předmětu degradován interferencí. Při dostatečné separaci bodů může ale i koherentní pole dobře informovat o zdroji či předmětu.

Součástí experimentů s nedifrakčními svazky je ve většině případů 4F systém. Jedná se o teleskopický systém, v jehož společné ohniskové rovině obou čoček vzniká prostorové spektrum původního pole. V této rovině můžeme spektrum vhodně modifikovat - mezikruhovou maskou pro tvorbu nedifrakčního pole nebo existující mezikruží dále modulujeme. Pokud ve fourierovské rovině proložíme spektrum nedifrakčního svazku funkcí reprezentující fázi klínu nebo odkloněné rovinné vlny,

$$t(u, v) = t(\psi)e^{-ik_x\Delta x - ik_y\Delta y}, \quad (94)$$

bude výsledný svazek $u(x, y, z)$ posunutý středem do bodu $[\Delta x, \Delta y]$. Kvadratická modulace fáze ve fourierovské rovině

$$t(u, v) = t(\psi)e^{-i(k_x^2 + k_y^2)\frac{\Delta z}{2k}} \quad (95)$$

vede k podélnému posuvu původního pole $u(x, y, z)$ o Δz . Tato kvadratická modulace u nedifrakčních svazků nemá opodstatnění, avšak u reálných svazků s konečnou délkou existence význam má. Jedním ze způsobů, jak najít vhodnou funkci pro složitější modulaci mezikruží, je využít Gerchbergova-Saxtonova algoritmu [110].

5.1.2 Periodické prostorové tvarování.

Kontrolovatelné 3D tvarování může být realizováno prostřednictvím interference více nedifrakčních polí [103]. Jsou-li tato pole vhodně zvolena, dochází k periodickému opakování vytvořené struktury s periodou z_T , která určuje podélné konstanty šíření svazků

$$\beta_j = j\frac{2\pi}{z_T}, \quad (96)$$

kde $j = J, J + 1, \dots, K$, $j \in R$ a musí být z intervalu $\langle 1, \frac{z_T}{\lambda} \rangle$. Pro příčné projekce vlnového vektoru platí $\alpha_j = \sqrt{k^2 - \beta_j^2}$. Výsledné pole je dáno superpozicí jednotlivých svazků

$$U(\vec{r}) = \sum_{j=J}^K u_j(\vec{r}) \quad (97)$$

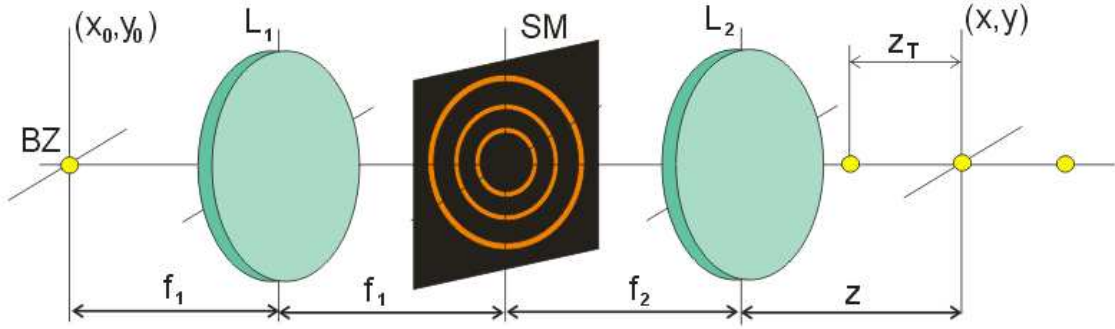
a vyznačuje se periodicky se opakujícím intenzitním profilem $|U(x, y, z)|^2 = |U(x, y, z + mz_T)|^2$, $m \in Z$. Pole je v prostoru lokalizováno, jeho podélná šířka je nepřímo úměrná počtu interferujících svazků

$$D_z = 2\Delta z = 2\frac{z_T}{K - J + 1}. \quad (98)$$

Při generaci bodů se dá dále ukázat, že šířka bodu je úměrná hodnotě

$$D_x = 2\Delta x = \frac{\pi}{\Omega}, \quad (99)$$

kde $\Omega = \alpha_J - \frac{\beta_J^2}{2\alpha_J}(\frac{K}{J} - 1)$. S rostoucím počtem interferujících svazků se vyhlazují vedlejší maxima a roste intenzita hlavního maxima.



Obrázek 18: Schéma realizace tvarování pomocí efektu samozobrazení. Bodový zdroj BZ nebo intenzitní rozložení, které chceme replikovat, jsou umístěny v předmětové ohniskové rovině čočky L_1 . Ve společné ohniskové rovině čoček L_1 a L_2 je umístěn vhodný systém mezikruží SM , jenž zajišťuje replikaci předmětu s periodou z_T .

V analogii s předcházející částí můžeme za předpokladu amplitudového tvaru předmětu $\alpha(x_0, y_0)$ výsledné pole zapsat ve tvaru

$$U(\vec{r}) = \int \int \alpha(x_0, y_0) \bar{h}(\vec{r}_0, \vec{r}) dx_0 dy_0, \quad (100)$$

kde bodová rozptylová funkce je

$$\bar{h}(\vec{r}_0, \vec{r}) = e^{-\frac{ikr_0^2}{2f_1}(1 - \frac{z_T}{f_1})} h_0(x + \Delta x, y + \Delta y, z), \quad (101)$$

s

$$h_0(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda^2 f_1 f_2} e^{-ik(f_1 + f_2 + z_T)} \sum_{j=J}^K \rho_{Mj} e^{-\frac{ik\rho_{Mj}^2}{2f_2}} \int_0^{2\pi} t_j(\psi) e^{ik_x j x + ik_y j y - i\beta_j z} d\psi. \quad (102)$$

C je konstanta, $C = \frac{2\pi}{\lambda^2 f_1' f_2'} e^{-ik(f_1' + f_2' + z_T)}$. Ve speciálním případě, kdy mezikruží nejsou azimutálně modulována, lze bodovou rozptylovou funkci zjednodušit na tvar

$$\bar{h}(\vec{r}_0, \vec{r}) = A e^{-\frac{ikr_0^2}{2f_1'}(1 - \frac{z_T}{f_1'})} \sum_{j=J}^K B_j J_0(\alpha_j r) e^{-i\beta_j z}, \quad (103)$$

kde $A = \frac{2\pi}{\lambda^2 f_1' f_2'} e^{-ik(f_1 + f_2 + z_T)}$, $B_j = \rho_{Mj} e^{-ik \frac{\rho_{Mj}^2}{2f_2'}}$. Toto pole je tvořeno opakujícími se osovými světelnými maximy s periodou z_T na vzdálenosti $z \leq z_{max}$. Maximální vzdálenost z_{max} , na které dochází ještě k interferenci všech svazků, je dána průměrem čočky D_L a úhlem nedifrakčního pole θ_{max} vytvořeného z největšího mezikruží, $z_{max} \approx D_L / \tan \theta_{max}$. Průběh osové intenzity sleduje funkci

$$U(0, 0, z) \approx \frac{\sin \left[\frac{(K-J+1)\pi z}{z_T} \right]}{\sin \left(\frac{\pi z}{z_T} \right)} \exp \left[-i \frac{(J+K)\pi z}{z_T} \right]. \quad (104)$$

Samozobrazení může být dobře realizováno pomocí 4F systému. Je-li v ohniskové rovině první fourierovské čočky pole ve tvaru, který chceme replikovat v prostoru, a do obrazové ohniskové roviny první čočky a zároveň předmětové ohniskové vzdálenosti druhé čočky umístíme vhodně zvolený systém mezikruží, dochází v této rovině k frekvenční filtraci, která vede k replikaci předmětu v prostoru za druhou čočkou. Zavedením dalších prostorových frekvencí obraz více odpovídá předmětu než v případě jediného mezikruží. Pokud předmět neleží v předmětové ohniskové rovině první čočky, vznikají v rovině spektra nežádoucí fázové posuny, které nevedou k efektu samozobrazení.

Na obrázku 19 je ilustrováno zobrazení šestice bodů pomocí 4F systému. Zdá se, že nejvýhodněji se jeví zobrazování pomocí nekoherentního zdroje. Není to úplně pravda. S rostoucím počtem svazků výrazně roste hodnota hlavního maxima, proto body nesou mnohem více energie. V případě samozobrazení je pole periodické, v případě jednoho mezikruží nedifrakční. Významná je také vzdálenost bodů zdroje. Čím bude předmět kompaktnější, tím více se bude v koherentním režimu uplatňovat efekt koherentního sčítání a degradace obrazu.

5.1.3 Prostorové tvarování založené na metodě "frozen waves".

Z teorie nedifrakčních svazků vychází i jiná metoda tvarování pole. Matematická metodika návrhu polí, které mají pomocí nedifrakčních svazků umožnit tvorbu libovolného osového profilu, byla zmíněna v [138, 139]. Cílem je obdržet takovou superpozici nedifrakčních svazků, aby osový vývoj pole na konečném intervalu $(0, L)$ vyhovoval funkci $|F(z)|^2$. Funkci $F(z)$ můžeme rozvést do Fourierovy řady

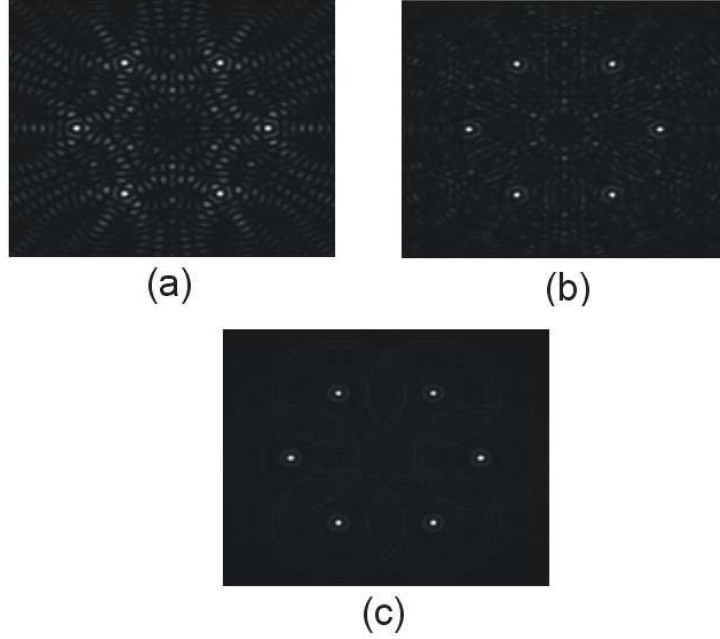
$$F(z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m e^{i \frac{2\pi}{L} m z}, \quad (105)$$

kde

$$B_m = \frac{1}{L} \int_0^L F(z) e^{-i \frac{2\pi}{L} m z} dz. \quad (106)$$

Aby bylo možné pole realizovat pouze jednosměrně šířícími se svazky (např. v kladném směru osy z), konstanty β_j jsou voleny ve tvaru

$$\beta_j = j \frac{2\pi}{L} + Q, \quad (107)$$



Obrázek 19: Tvarování šestice bodů pomocí (a) jednoho nedifrakčního svazku a koherentního zdroje, (b) pomocí samozobrazení vzniklého ze sedmi mezikruží a (c) pomocí nekoherentního zdroje.

kde j je celé číslo a Q konstanta vyhovující nerovnosti $0 < Q \pm j \frac{2\pi}{L} \leq \frac{\omega_0}{c}$. Odtud lze určit maximální $j_{max} = N$. Výsledné pole je superpozicí

$$U(r, z) = e^{iQz} \sum_{j=-N}^N A_j J_0(\alpha_j \rho) e^{i \frac{2\pi}{L} jz}, \quad (108)$$

kde $\alpha_j = \sqrt{k^2 - \beta_j^2}$. Konstanty A_j popisují amplitudy a relativní fáze besselovských svazků a lze je určit pomocí

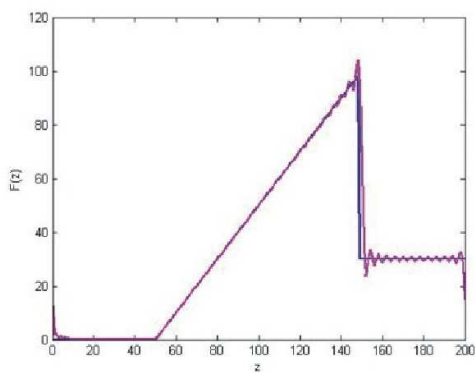
$$A_j = \frac{1}{L} \int_0^L F(z) e^{-i \frac{2\pi}{L} jz} dz, \quad (109)$$

neboť osové pole představuje část Fourierovy řady

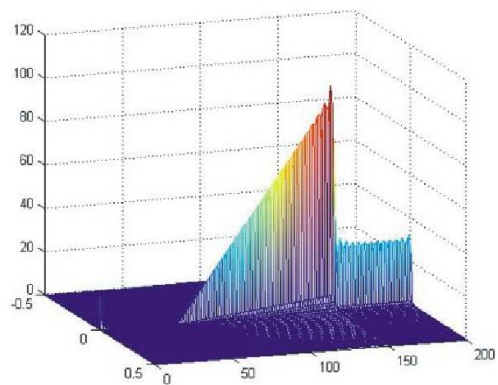
$$U(r=0, z) = e^{iQz} \sum_{j=-N}^N A_j e^{i \frac{2\pi}{L} jz}. \quad (110)$$

Získané pole je pouhou aproximací požadovaného $F(z)$, neboť počet členů fourierovské řady je omezený. Protože se načítají nedifrakční svazky J_0 , pole vykazuje ostré osové odezvy. V tomto přístupu není možné vytvářet obecný, kontrolovatelný 3D intenzitní profil, neboť pole musí vyhovovat vlnové rovnici. Jedním ze stupňů volnosti tvarování příčného chování je parametr Q v (107). Pomocí něj však spíše kontrolujeme šířku osového maxima. Jinou možností je pracovat s besselovskými svazky vyššího řádu, jak bylo navrženo v [139]. Je zde diskutována možnost tvarování na toroidní nebo cylindrické ploše. Přístup je spíše intuitivní, není matematicky podložený.

Na obrázku (20) je demonstrováno tvarování pomocí 101 nedifrakčních svazků. Vytvořené pole dobře odpovídá požadovanému. Problémem by byla realizace.



(a)



(b)

Obrázek 20: Tvarování podélného profilu pole pomocí upraveného efektu samozobrazení. Na obrázku (a) je srovnání požadovaného (modrá křivka) a vytvořeného (fialová křivka) profilu, (b) znázorňuje prostorový tvar pole.

6 Vlastní výsledky

Tato kapitola popisuje konkrétní výsledky vzniklé v rámci disertační práce. První část se věnuje srovnání geometrických a energetických parametrů B-G a gaussovského svazku, další tři popisují konkrétní experimenty, na kterých jsem se podílela. Jednalo se o využití upravených pseudo-nedifrakčních svazků v mikromanipulacích. První experiment ověřoval využití samozobrazení pro manipulaci s částicemi, druhý se týkal tvorby pole BG svazků a trojrozměrné manipulace na základě modulace spektra jednoho BG svazku. Třetím výstupem byl návrh a realizace konvertoru gaussovského svazku na BG svazek s nastavitelnou osou jádra.

6.1 Atraktivnost pseudonedifrakčních svazků pro mikromanipulace

Osvědčeným typem pole v zachycování a manipulaci s mikročásticemi je silně fokusovaný laserový svazek, přibližně určený gaussovskou funkcí. Pseudonedifrakční svazky jsou pro tyto aplikace zajímavé například proto, že umožňují vytvořit svazek s malým jádrem a dlouhým dosahem. Z nich nejznámější a nejpoužívanější jsou Besselovy-Gaussovy svazky. Podélné chování B-G svazku a gaussovského svazku je značně odlišné. Zatímco silně fokusovaný gaussovský svazek umožňuje v nejjednodušším uspořádání trojrozměrné zachycení částice v prostoru, B-G svazek je zajímavý pro vedení částic.

6.1.1 Geometrické parametry svazku

Nejznámější typ pasti je tvořen silně fokusovaným gaussovským svazkem, který vzniká za mikroobjektivem, jak je ilustrováno na obrázku 21. Parametry tohoto svazku mohou být přiblíženy modelem klasického gaussovského svazku. Pološířka w_{0F} vzniklého svazku je pak dána výrazem

$$w_{0F} = \frac{2}{kNA}. \quad (111)$$

$NA \approx w_0/f$ je numerická apertura, f ohnisková vzdálenost mikroobjektivu, w_0 je pološířka gaussovského svazku dopadajícího na mikroobjektiv a k je vlnové číslo. Svazek je považován za dobře fokusovaný v oblasti

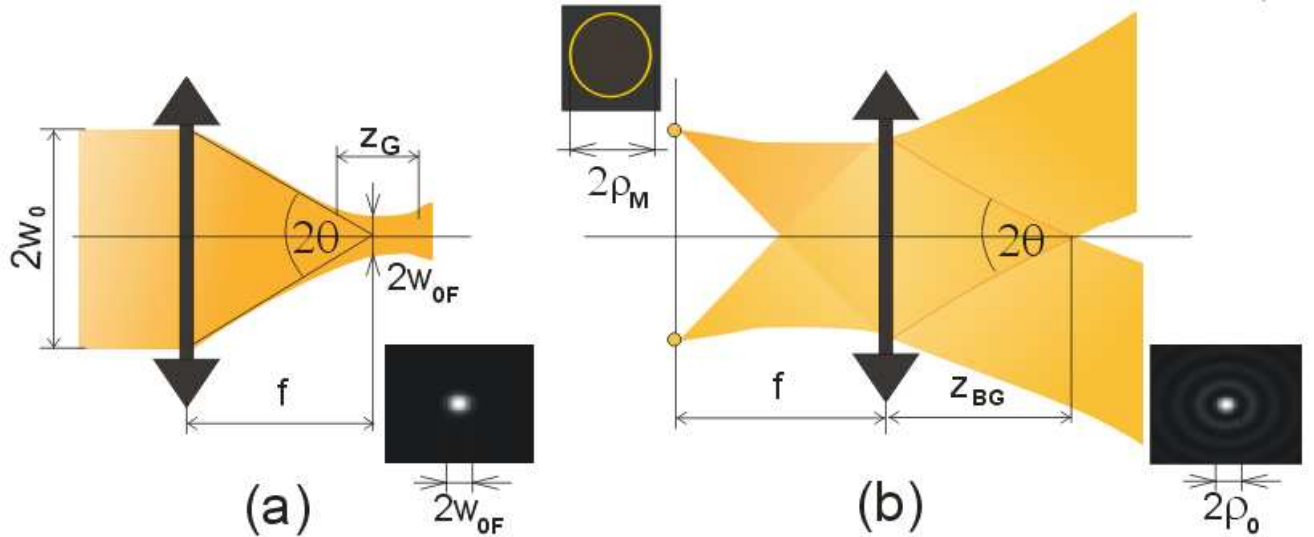
$$z_G = kw_{0F}^2. \quad (112)$$

Nedifrakční svazek lze vytvořit umístěním světelného zdroje ve tvaru mezikruží do předmětové ohniskové roviny mikroobjektivu. Uvažujme stejný mikroobjektiv s ohniskovou vzdáleností f a gaussovskou propustností s pološířkou w_0 . Vhodnou volbou poloměru ρ_M mezikruží můžeme dosáhnout sladění velikosti jádra nedifrakčního svazku $2\rho_0$ a gaussovského svazku $2w_{0F}$. Zóna existence B-G svazku je potom rovna

$$z_{BG} = \frac{kw_0w_{0F}}{2}. \quad (113)$$

Vzhledem k tomu, že $w_0 \gg w_{0F}$, je oblast existence B-G svazku K -krát delší než oblast fokusovaného gaussovského svazku, kde

$$K = \frac{w_0}{2w_{0F}}. \quad (114)$$



Obrázek 21: Základní uspořádání pro generaci (a) gaussovského a (b) beselovského-gaussovského svazku.

Využitím (111) v (113) zjistíme, že maximální dosažitelná délka oblasti existence B-G svazku je přibližně rovna ohniskové vzdálenosti mikroobjektivu,

$$z_{BG} \approx f. \quad (115)$$

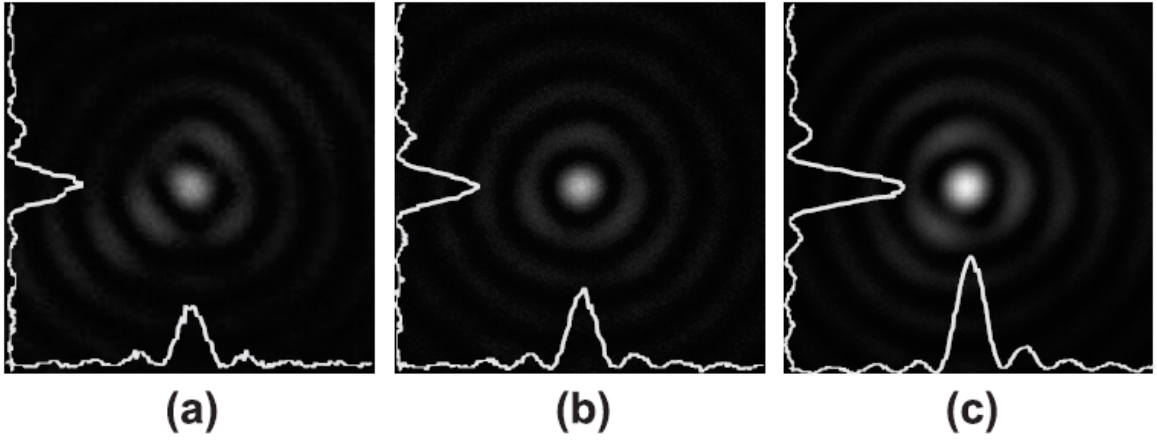
Například pro čočku s ohniskovou vzdáleností $f = 250$ mm, numerickou amplitudou $NA = 0.025$ a vlnovou délkou $\lambda = 632$ nm vychází pološířka fokusovaného gaussovského svazku $w_{0F} \approx 8 \mu\text{m}$. Hloubka fokusace z_G svazku je v tomto případě přibližně 0.65 mm. B-G svazek s jádrem stejné velikosti $\rho = w_{0F}$ se udrží na vzdálenosti $z_{BG} \approx 250$ mm. Tento teoretický předpoklad jsme ověřili i experimentálně, jak je znázorněno na obr. 22. Svazek byl zobrazen mikroskopovým objektivem na CCD kameru a dále zpracován pomocí Beam View Analyzeru.

6.1.2 Účinnost výkonu ve svazku

Efektivita zachycení částice je ovlivnitelná rozložením intenzity svazku v podélném a příčném směru, dále potom gradientem intenzity. Aby byla částice zachycena, je vhodné vytvořit svazek, jehož velikost je srovnatelná s velikostí částice. Při studiu chování výkonu svazku jsme proto sledovali velikost výkonu P_z , kterou by zachytil detektor nebo částice stejné velikosti R_D , jako je pas w_{0F} gaussovského svazku nebo jádro ρ_0 B-G svazku. Tuto hodnotu jsme normovali maximální naměřenou hodnotou P_0 . Získaná účinnost výkonu svazku v podélném směru je tedy dána

$$\eta = \frac{P_z}{P_0}. \quad (116)$$

Maximální výkon gaussovského svazku naměříme přímo v rovině pasu, P_z potom představuje výkon v rovině vzdálené z od pasu. Účinnost (116) je v tomto případě popsána



Obrázek 22: Příčný profil B-G svazku s jádrem $8 \mu\text{m}$ ve vzdálenostech (a) 15 mm, (b) 125 mm a (c) 250 mm.

vztahem

$$\eta_G = \frac{1 - \exp\left(-\frac{2R_D^2}{w^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{2R_D^2}{w_{0F}^2}\right)}. \quad (117)$$

Pološířka w ve vzdálenosti z od pasu je definována vztahem $w = w_{0F} \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_{0F}^2}\right)^2}$.

V případě B-G svazku jsme účinnost výkonu popsali za předpokladu, že velikost detektoru odpovídá velikosti jádra a vyšetřovaná vzdálenost z je mnohem menší než Rayleighova vzdálenost $q_0 = \frac{kw_0^2}{2}$ daná gaussovskou obálkou svazku. Dalším předpokladem bylo, že příčný profil svazku se nemění, ale mění se podélně velikost osové intenzity vlivem přerozdělení do vedlejších maxim. Velikost výkonu ve vzdálenosti z od roviny maximálního naměřeného výkonu je potom možné přiblížit ve tvaru

$$P_z = P_0 I_{BG}(0, z), \quad (118)$$

kde P_0 je maximální výkon a $I_{BG}(0, z)$ je normovaná osová intenzita svazku (33). Účinnost výkonu svazku v podélném směru je potom přiblížena vztahem

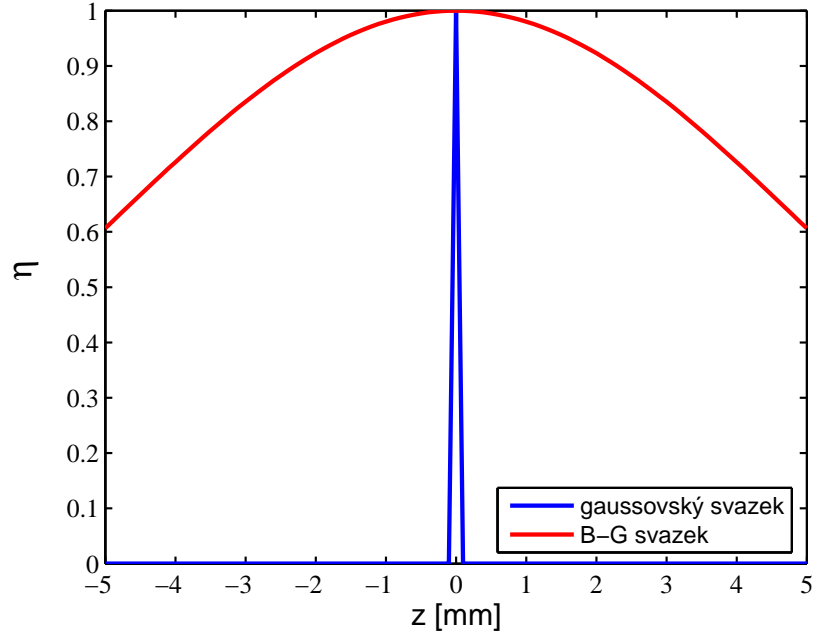
$$\eta_{BG} = \exp\left(-\frac{2z^2 \sin^2 \theta}{w_0^2}\right). \quad (119)$$

Podélné chování energie svazků je výrazně rozdílné. Je-li z_G vzdálenost, na které poklesne osová intenzita gaussovského svazku na hodnotu η_G , resp. na hodnotu η_{BG} , u B-G svazku je vyjádřitelná ve tvaru

$$z = \frac{z_G}{2} \sqrt{-1 - \frac{2R_D^2}{w_{0F}^2 \ln V}}, \quad (120)$$

kde

$$V = 1 - \eta_G \left[1 - \exp\left(-\frac{2R_D^2}{w_{0F}^2}\right)\right]. \quad (121)$$



Obrázek 23: Průběh účinnosti výkonu gaussovského a B-G svazku.

U B-G svazku je to

$$z = z_{BG} \sqrt{-\frac{\ln \eta_{BG}}{2}}. \quad (122)$$

Předpokládejme, že úhly θ_G a θ jsou stejné a rovné numerické apertuře. Pro vlnovou délku $\lambda = 0.632 \mu\text{m}$, ohniskovou vzdálenost objektivu $f = 10 \text{ mm}$ a $NA = 0.5$ vychází $w_{0F} = \rho_0 = 0.4 \mu\text{m}$. Obecně platí, že nejlépe jsou zachycovány objekty velikosti srovnatelné s pasem či jádrem svazku. Vzdálenost, na které výkon gaussovského svazku poklesne na 80 % maximální hodnoty je pro "detektor" průměru 800 nm $1.3 \mu\text{m}$, u B-G svazku však 3 mm. Průběh podélného normovaného výkonu je zobrazen na obr. 23. Absolutní hodnoty naměřeného výkonu jsou přirozeně jiné - osová intenzita fokusovaného gaussovského svazku je mnohem větší než u B-G svazku. Stabilita osové intenzity B-G svazku je nicméně zajímavá např. pro transport částic.

6.2 Jednorozměrné pole pastí vzniklé interferencí dvou nedifrakčních svazků

Jeden z experimentů, na kterých jsem se podílela, se týkal využitelnosti interferenčního pole nedifrakčních svazků pro manipulaci s mikroobjekty. Jsou-li konstanty šíření svazků vhodně zvoleny, výsledné pole vykazuje podélnou periodicitu. Jev se označuje pojmem samozobrazení, perioda je v některých publikacích označována jako Talbotova vzdálenost. Možnost využít samozobrazení v mikromanipulacích byla často zmiňována, ale nikoliv ověřena.

Samozobrazením modulovaný podélný intenzitní profil umožňuje vznik gradientních optických sil, které táhnou částici do místa s intenzitním maximem. Na druhé straně, radiační tlak (rozptylové síly) tlačí částici ve směru chodu svazků dále. Aby částice mohla

být v poli zachycena, je tedy nutné zajistit vyrovnání podélné složky gradientních a rozptylových sil. Perioda samozobrazení by tedy měla být co nejkratší, aby gradient byl co největší. Protože rozptylové síly jsou úměrné šesté mocnině poloměru částice, zatímco gradientní síly třetí mocnině, rovnováha může být dosažena jen pro malé částice.

6.2.1 Teoretické předpoklady

Teoretický model situace vycházel z vektorového popisu ideálního neparaxiálního beselovského svazku s jádrem velikosti srovnatelné s vlnovou délkou. Byly propočítány optické síly působící na mikročástici kulového tvaru ve vektorovém beselovském svazku a výpočty byly aplikovány na interferující pole ze dvou až čtyř takových souběžných svazků vyhovujících podmínce samozobrazení. V modelu předpokládané poloměry jader svazků vycházely z dosažitelných experimentálních hodnot a pohybovaly se mezi $0.4 \mu\text{m}$ a $1.2 \mu\text{m}$.

Perioda pole pro dva interferující svazky je rovna

$$z_T = \frac{\lambda}{|\cos \theta_2 - \cos \theta_1|}, \quad (123)$$

kde úhly θ_1 a θ_2 jsou definovány výrazem (70). Čím kratší je perioda pole, tím větší jsou gradientní síly, proto je vhodné použít svazky s výraznými rozdíly velikostí jader. Jedním z teoretických výsledků pro dvousvazkovou interferenci bylo, že pro dané experimentální uspořádání existuje optimální velikost kuliček, přibližně kolem 220 nm, kdy je hloubka pasti největší, a tím je největší pravděpodobnost zachycení částice. Současně, částice větší než 300 nm by již optickými silami zachyceny být neměly. S rostoucí velikostí kuliček se rovnovážná poloha sil posunuje od intenzitního maxima, až může nastat situace, že částice nejsou radiálně dostatečně zachyceny a unikají.

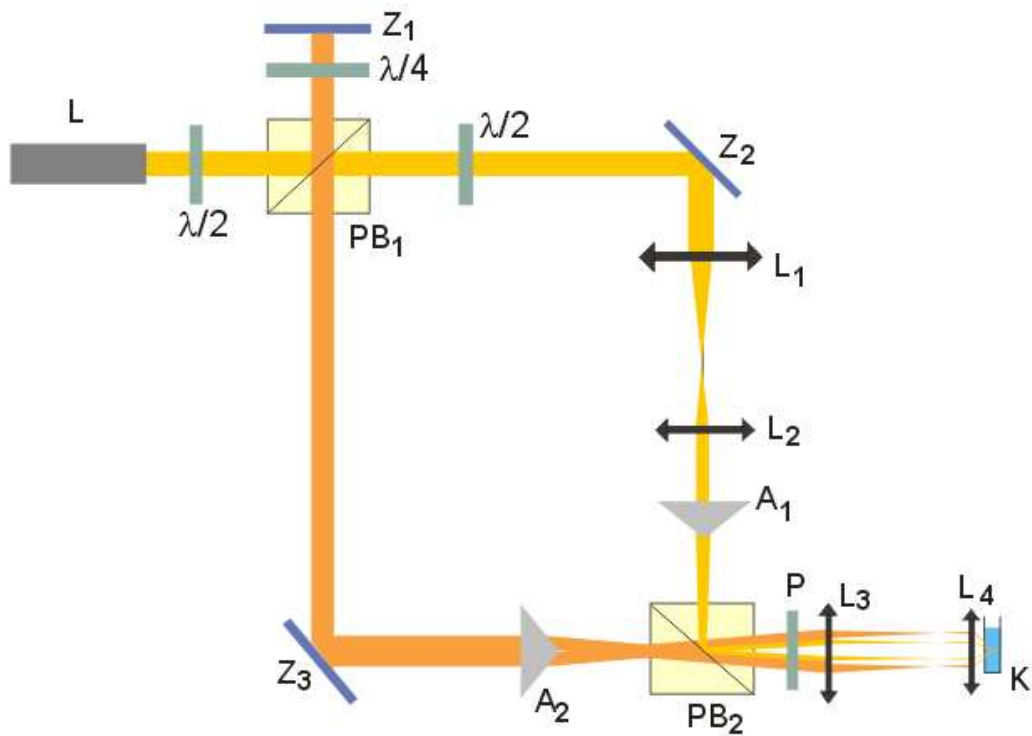
Ukázalo se, že za našich experimentálních podmínek větší počet svazků situaci příliš nevylepší. Nutnou podmínkou vzniku samozobrazení je, aby podélné konstanty vlnových vektorů splnily podmínku

$$\beta_{j+1} - \beta_j = \Delta\beta = \text{konst.} \quad (124)$$

Při zachování periody samozobrazení (123) a zvyšování počtu interferujících svazků by teoreticky k vylepšení došlo, neboť by se zvětšovaly gradientní síly. Prakticky jsme ale omezení numerickou aperturou mikroobjektivu, a tedy omezení ve výběru podélných konstant β . Přidání dalšího vlnového vektoru, který leží mezi dvěma konkrétními hodnotami, z nichž jedna je omezena numerickou aperturou použitého mikroobjektivu, pak vede k prodloužení periody pole. Dalším problémem je přerozdělení energie do svazků. Aby bylo dosaženo osového minima a tím největších gradientních sil, je třeba, aby svazky s širším jádrem nesly větší energii. Zohlednění těchto faktů v analýze vícesvazkového samozobrazení pak ukázalo, že pro tří- a čtyřsvazkovou interferenci je past nejhlubší při poloměru částic 230 nm. Při více svazcích je možné zachycovat i o něco větší částice - mikročástice poloměru 320 nm pro čtyři a 315 nm pro tři svazky. Započítáním přerozdělení energie do jednotlivých svazků podle velikosti jádra se ukázalo, že nejefektivnější pasti by měly vzniknout při dvousvazkové interferenci.

6.2.2 Experimentální uspořádání

Experimentální uspořádání je znázorněno na obr. 24. Použili jsme laser Verdi V5 (Coherent, 532 nm, maximální výkon 5.5 W). Svazek procházel $\lambda/2$ -destičkou, která zajišťovala



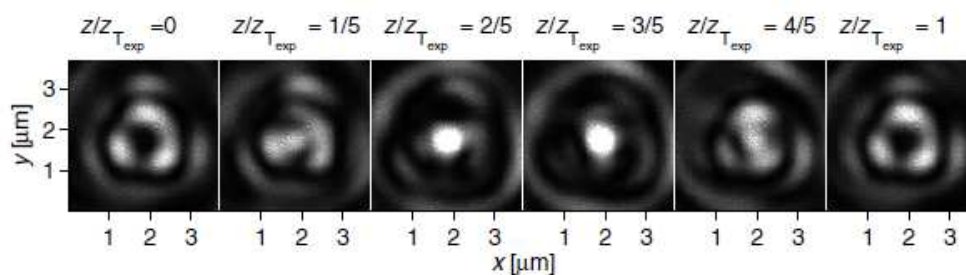
Obrázek 24: Experimentální uspořádání pro tvorbu periodického pole pomocí dvou axikonů. L - laser, $\lambda/2$ - $\lambda/2$ destička, $\lambda/4$ - $\lambda/4$ destička, Z₁, Z₂, Z₃ - zrcadla, PB₁, PB₂ - polarizační děliče, L₁, L₂, L₃, L₄ - čočky, A₁, A₂ - axikony, P - polarizátor, K - kviveta.

lineární polarizaci světla. Toho bylo později využito pro úpravu osových intenzit obou svazků a dosažení co největšího interferenčního minima. Svazek dále procházel polarizačním děličem PB₁, kde se rozdělil na dvě větve. První, odražená od PB₁, procházela dále $\lambda/4$ -destičkou, odražena od zrcadla Z₁ prošla opět $\lambda/4$ -destičkou. Polarizace tohoto svazku byla kolmá vzhledem k původní, zrcadlo Z₁ bylo pohyblivé a umožňovalo měnit fázi vlny. Svazek byl dále odražen od zrcadla Z₃ a procházel axikonem A₂ (Eksma 130-0260, vrcholový úhel 160°). Vzniklý svazek měl jádro o průměru 4.9 μm . Druhý svazek procházel děličem PB₁, jeho polarizace byla dále otočena o 90° a odrážel se od zrcadla Z₂. Šířka svazku byla zmenšena dvakrát teleskopem z čoček L₁ a L₂ a světlo dále procházelo axikonem A₁ (Eksma 130-0270, vrcholový úhel 170°). Svazek měl jádro průměru 9.2 μm . Oba svazky procházely polarizačním děličem PB₂ a poté byly pětkrát zmenšeny teleskopem s čočkami L₃ a L₄ s ohniskovými vzdálenostmi 40 mm a 8 mm. Aby se překrývaly ve stejné oblasti, byly axikony umístěny v ohniskové rovině čočky L₃. Polarizace obou svazků byly kolmé, proto jsme za PB₂ použili polarizátor P, který rotoval rovinu polarizace o 45°, aby svazky interferovaly. Zde ovšem došlo k velké ztrátě energie.

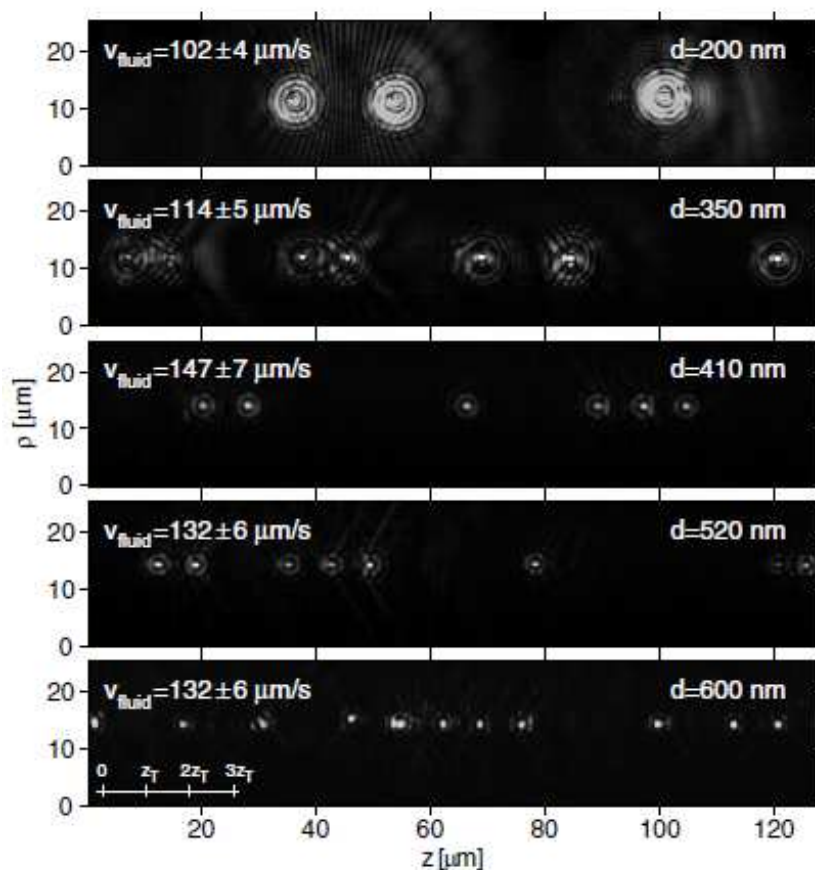
Vzniklé svazky měly jádro o poloměru 0.4 μm a 1.2 μm . Teoretická velikost periody ve vodě byla 7 μm . Pro experiment s částicemi (polystyrénovými kuličkami) jsme použili kvivetu K s vodou. Světlo rozptýlené na částicích bylo dále zobrazováno na CCD kameru, umístěnou kolmo k chodu svazků.

6.2.3 Experimentální výsledky

Ukázalo se, že přestože svazky destruktivně interferovaly téměř na nulovou intenzitu, obr. 25, hloubka pasti v podélném směru nebyla dostatečná na zachycení částic a ty radiálně unikaly. Lepšího výsledku by mohlo být dosaženo při větším výkonu laseru, menších optických vadách axikonů nebo zajištěním nižších ztrát v uspořádání.



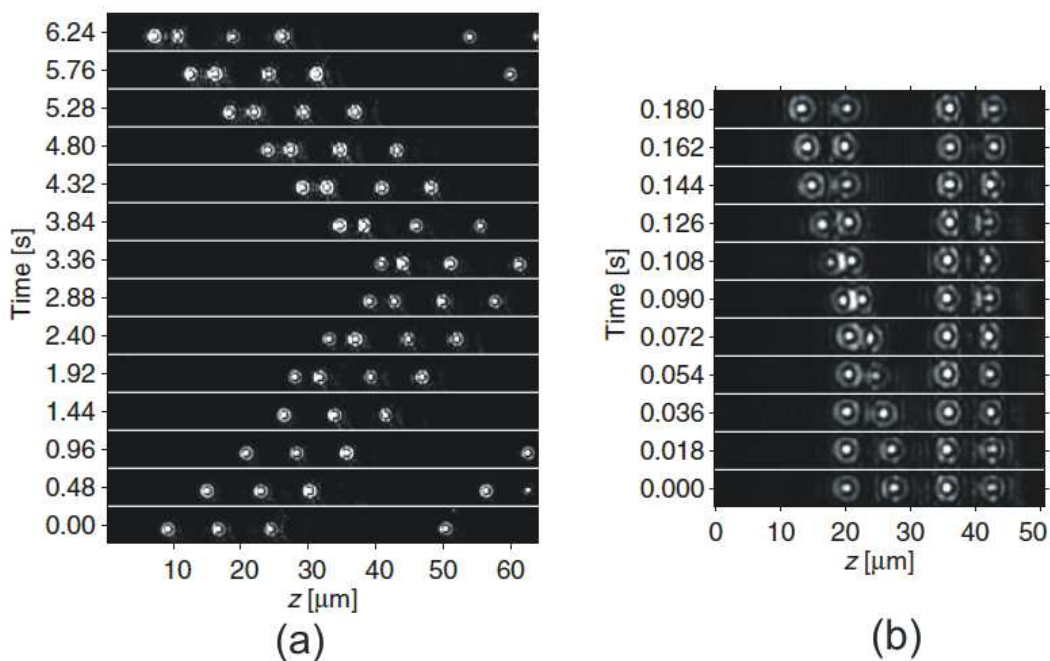
Obrázek 25: Naměřený interferenční profil dvou souběžných Besselových svazků během jedné periody.



Obrázek 26: Příklady zachycených částic. U každé částice je uvedena i rychlost proudící kapaliny v_{fluid} , která pomáhá podélné lokalizaci částice. Perioda pole je označena z_T .

Laser v kyvetě však způsoboval cirkulaci vody, která při určité výšce hladiny pomáhala v zachycení částic. Při pohybu proti směru radiačního tlaku částice posunovala směrem k intenzitním maximům, kde byly pasti v radiálním směru hlubší. Takto byly zachyceny všechny použité částice - jednalo se o polystyrénové kuličky o poloměru 100 až 300 nm, obr. 26. Uspořádaly se do řetězce, v němž vzdálenost sousedních pastí byla $z_T = 7.5 \mu\text{m}$. S využitím posuvného zrcadla Z_1 , které zavádělo fázový posun v jednom rameni interferometru a následně způsobilo i posun celého interferenčního pole, bylo možné s celým řetězcem zachycených částic manipulovat, obr. 27 a), na vzdálenosti $250 \mu\text{m}$. Velikost zachycených částic a vzdálenost jednotlivých pastí byla dostatečná k tomu, aby se svazky obnovily a mohly tak být zaplněny sousední pasti.

Při ověřování funkčnosti jsme také pozorovali vytlačení jedné částice z pasti jinou kuličkou, která původní past obsadila. Na obr. 27 b) je tento jev zachycen. Tato "vlna" se pak šířila i dále, a to přibližně rychlostí $620 \mu\text{m/s}$.



Obrázek 27: Manipulace s částicemi zachycenými v interferenčním poli dvou nedifrakčních svazků. (a) Změnou fáze v jednom rameni interferometru docházelo k posunu interferenčního pole a tím i zachycených částic. (b) Vytlačení polystyrénové kuličky sousední kuličkou a její nové zachycení.

6.3 Pole B-G svazků a B-G svazek ve 3D manipulaci

Další experiment, na kterém jsem se podílela, umožňoval tvorbu vícenásobných B-G svazků. Součástí experimentu nakonec bylo i vytvoření "pastí" z pseudonedifrakčních svazků, která umožňovala trojrozměrnou manipulaci s částicemi. Vzniklé uspořádání bylo následně použito dalšími členy týmu pro biofyzikální experimenty.

6.3.1 Návrh systému

Rozměrový návrh experimentu vycházel z požadavku vytvořit svazek o průměru jednotek mikrometrů a délky desítek mikrometrů (což vyplývalo z aplikace, pro kterou se experiment navrhoval). Tento "krátký" dosah umožnil větší koncentraci energie ve středu svazku a vzniklých vedlejších maximech. Dále bylo třeba zohlednit velikost okénka modulatoru, který byl použit k modulaci svazku - spektrum svazku mělo být o něco menší, než byla délka strany SLM, aby byla modulace co nejučinnější. Odtud byly voleny parametry použitých teleskopických systémů.

Na fázový SLM se zadávala vhodná fázová mapa, která zajišťovala modulaci spektra B-G svazku. Pro vzniklé pole vícenásobných B-G svazků s jádry ležícími v bodech $[x_j, y_j]$ je možné modulaci zapsat ve tvaru

$$t = t(u, v) \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n t_T(\Delta x_j, \Delta y_j) t_L(\Delta z_j), \quad (125)$$

kde n je počet vytvořených svazků, funkce t_T a t_L zajišťují příčný a podélný posun svazků a jsou popsány výrazy (94) a (95). Výraz $1/n$ zajišťuje podmínku $0 \leq |t| \leq 1$. Obecněji, se zohledněním váhy energie v jednotlivých svazcích, lze modulaci vyjádřit ve tvaru

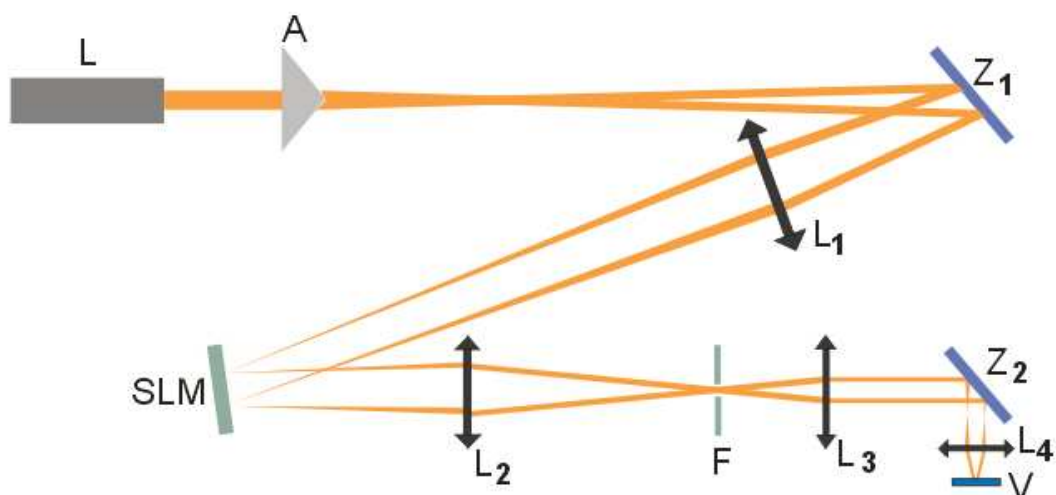
$$t = t(u, v) \frac{1}{\sum_{j=1}^n c_j} \sum_{j=1}^n c_j t_T(\Delta x_j, \Delta y_j) t_L(\Delta z_j). \quad (126)$$

Vztahy (125) a (126) představují komplexní amplitudovou funkci. V našem experimentu jsme pracovali s fázovým modulátorem světla. V (125) a (126) jsme zanedbali amplitudovou část a využili pouze fázové funkce. V případě čtyř a více svazků byla vzniklá fázová mapa startovací funkcí pro následně použitý Gerchbergův-Saxtonův algoritmus, kterým se mapa optimalizovala. K oddělení nultého řádu od žádoucího pole se mapa proložila blejzovanou mřížkou.

Stabilní trojrozměrné zachycení částic bylo předpokládáno tehdy, pokud na kuličku působí obdobné síly. Vytvořením dvou stejných, ale podélně posunutých svazků, z nichž jeden se odrazí zpět od zrcadla a překryje se s druhým svazkem, lze teoreticky této situace docílit. Posun svazků jsme odhadli z předpokladu, že v rovině zachycení má být intenzita obou svazků shodná a gradientní síla zde nabývat extrému (tedy, druhá derivace osově intenzity má být rovna nule). Podle Jarutise [141] lze intenzitu osově intenzity B-G svazku za axikonem vyjádřit přibližně jako $I \approx z \exp(-2z^2/z_{BG}^2)$. Zohlednění výše zmíněných podmínek vede k výsledku, že poloha extrému je $z = \frac{\sqrt{3}}{2} z_{BG}$. Vzdálenost maxim posunutých svazků je pak pro tuto základní polohu přibližně $\sqrt{3} z_{BG}$.

6.3.2 Experimentální uspořádání

Schéma experimentální sestavy je zachyceno na obr. 28. Svazek Ti-Sa laseru (Coherent MIRA 900, 790 nm, 800 mW) o pološířce pasu $530 \mu\text{m}$ dopadal na axikon s vrcholovým úhlem 178.6° . Za ním se vytvořil B-G svazek s poloměrem jádra $49.5 \mu\text{m}$ a maximálním dosahem 89 mm. Laser mohl pracovat v kontinuálním i pulzním režimu (110 fs pulzy s frekvencí 76 MHz). Dále byl využit teleskop s čočkami L_1 a L_2 ohniskových vzdáleností $f_1 = 1000 \text{ mm}$ a $f_2 = 400 \text{ mm}$, v jejichž společné ohniskové rovině byl umístěn prostorový fázový modulátor SLM (Hamamatsu X8267-13). Parametry čoček byly zvoleny tak, aby



Obrázek 28: Experimentální uspořádání pro tvorbu vícenásobných B-G svazků modulací spektra. L - laser, A - axikon, Z_1 , Z_2 - zrcadla, L_1 , L_2 , L_3 , L_4 - čočky, SLM - prostorový modulátor světla, F - filtr, V - vzorek.

vzniklé spektrum vytvořilo mezikruží vhodného průměru, aby následná modulace byla co nejefektivnější. Vedle požadované fázové modulace modulátor realizoval i vylepšení podélných oscilací svazků, a to odfiltrováním nulových frekvencí. V obrazové ohniskové rovině čočky L_2 pak byly clonou filtrovány nežádoucí difrakční řády. Dále byl svazek zmenšen dodatečným teleskopickým systémem s čočkami L_3 a L_4 s parametry $f_3 = 150$ mm a $f_4 = 8$ mm. Vzniklý svazek měl jádro poloměru přibližně $1 \mu\text{m}$ a dosah $40 \mu\text{m}$.

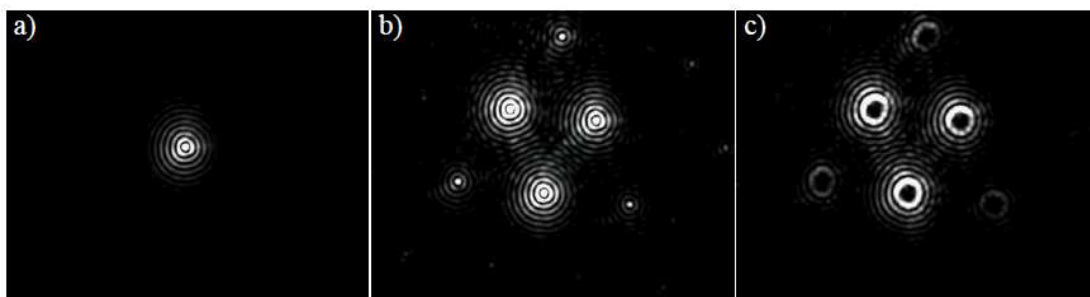
Na prostorovém modulátoru světla byla modifikující funkce programována vždy jen na mezikruží, které odpovídalo spektru vln. Jako optimální vyšlo mezikruží se středním poloměrem 6.1 mm a o tloušťce 1.7 mm. Šířka byla stanovena z podmínky, aby došlo k vyhlazení osových modulací intenzity svazku. Tím se délka svazku prodloužila z $40 \mu\text{m}$ na $55 \mu\text{m}$. Čas potřebný k výpočtu fázové mapy se takto zkrátil na pětinu a zkvalitnil se průběh B-G svazku. Difrakční účinnost modulátoru se pohybovala mezi 55 a 70% , podle zavedené lineární modulace a tím i posunu svazku v poli.

K experimentálnímu uspořádání byl vytvořen i software, který umožňoval interaktivně ovládat pasti přímo počítačovou myší. Umožňoval měnit počet svazků, jejich polohu, topologický náboj, počítal i korekci tvaru mezikruží v závislosti na úhlu dopadu, obr. 29.

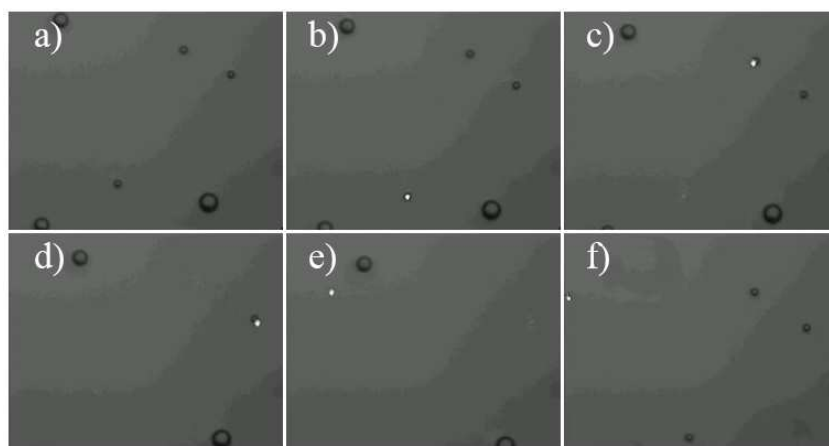
6.3.3 Výsledky a využití

Experiment umožňoval aktivní třídění mikroobjektů podle jejich velikosti. Částice srovnatelné svou velikostí s velikostí jádra svazku byly taženy ve směru svazku, větší zůstaly na místě. Tímto způsobem byly přemístěny dvoumikrometrové polystyrenové kuličky do jiné roviny, zatímco pětimikrometrové zůstaly v rovině původní, obr. 30.

Experimentální uspořádání umožňovalo i trojrozměrné zachycení svazku. Spočívalo v tvorbě dvou podélně mírně posunutých B-G svazků, z nichž jeden byl odražen od dielektrického zrcátka nahrazujícího krycí sklíčko vzorku. Kvadratickou změnou fáze v rovině mezikruží bylo možné měnit podélnou polohu zachycené částice, lineární



Obrázek 29: Svazky vytvořené v experimentu byly interaktivně ovládány. a) Jeden B-G svazek nultého řádu, b) tři B-G svazky nultého řádu, c) tři B-G svazky pátého řádu.



Obrázek 30: Třídění $2\ \mu\text{m}$ a $5\ \mu\text{m}$ polystyrenových kuliček. a) Původní rovina s počátečním obsazením šesti kuliček, b)-d) postupné interaktivní chytání kuliček a jejich vedení do jiné roviny, e), f) roztříděné kuličky v odlišných rovinách.

změnou fáze polohu v příčné rovině. Abychom se vyhnuli interferenci svazků a vzniku stojatého vlnění, využili jsme nakonec systém v režimu časově sdílených pastí. Tímto způsobem vznikla jedna past, která umožnila manipulovat s částicí v prostoru, obr. 31. Pro polohování částice lze najít vhodnou vzdálenost svazků tak, aby došlo ke stabilnímu zachycení. Maximální frekvence přepínání mezi svazky byla 12 Hz.

Experimentální uspořádání bylo také využito na ověření využití B-G svazku pro neinvazivní zavedení cizí DNA do živé buňky. Výhodou využití této sestavy oproti gaussovskému svazku je délka existence úzkého svazku. Při práci s více buňkami se jejich podélné polohy mohou lišit a u gaussovského svazku to představuje vysoké nároky na podélné nastavení a přefokusování. V experimentu byly použity kultivované buňky z vaječníku křečka čínského. Každé vajíčko bylo zasaženo třemi femtosekundovými pulzy s dobou osvitů 40 ms a výkonem 30 mW v jádru svazku. Fotoporace po dvou dnech byla úspěšná, ukázalo se, že toto uspořádání funguje a jeho výsledky jsou srovnatelné s fotoporací pomocí gaussovského svazku.



Obrázek 31: Prostorová manipulace s polystyrénovou kuličkou o průměru $3 \mu\text{m}$.

6.4 Nedifrakční svazek s nastavitelnou osou

Základní využití jednoho nedifrakčního svazku v mikromanipulacích spočívá v zachycení částic v intenzitních minimech či maximech, jejich vedení podél osy svazku a nakonec v zachycení na použitém krycím sklíčku. Ve srovnání s gaussovským svazkem je intenzita pole v oblasti vzorku téměř konstantní a mohou být takto realizovány velmi tenké svazky s kontrolovatelnou délkou existence. Samoobnovení svazku navíc může být využito v násobném zachycení částic ve více vzorcích [33].

V rámci projektu MPO v programu TANDEM bylo realizováno zařízení, které umožňuje generovat nedifrakční B-G svazek s nastavitelnou osou jádra z laserového svazku gaussovského typu. Jedná se o kompaktní opticko-mechanický systém. Mým úkolem bylo navrhnout systém, který byl posléze vyroben v Meoptě Přerov, a.s., a měla jsem otestovat jeho funkčnost pro navigaci mikročástic v laboratorních podmínkách.

6.4.1 Návrh systému

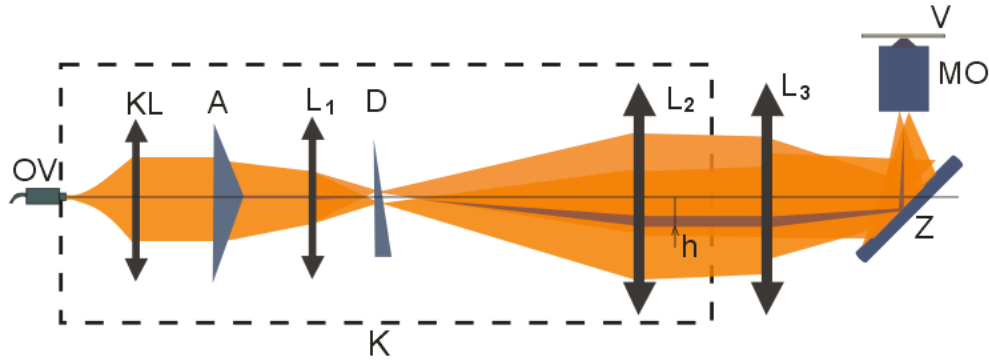
Systém byl navržen jako kompaktní celek, který po připojení svazku z optického vlákna generuje B-G svazek definované velikosti jádra. To může být příčně posunováno na definovaném poli, osa svazku přitom zůstává rovnoběžná s osou systému. Tento posun je zajištěn diasporometrem, který realizuje fázovou modulaci spektra B-G svazku. Dodatečný teleskopický systém dále umožňuje tvorbu svazku s mikrometrovým rozměrem jádra, který lze využít pro mikromanipulace. Posun částic je realizován mechanickým ovládním diasporometru.

Základní schéma konvertoru je na obrázku 32, kde je označen blokem K. Svazek optického vlákna OV je kolimován čočkou KL a osvětluje axikon A, za nímž dochází k transformaci na B-G svazek nultého řádu. Poloměr jádra ρ_1 za axikonem lze přiblížit vztahem

$$\rho_1 \approx \frac{0.4\lambda}{(n-1)\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\tau}{2}\right)}, \quad (127)$$

kde λ je vlnová délka světla, n je index lomu a τ vrcholový úhel axikonu. Délka zóny existence svazku je přímo úměrná pološířce w_0 gaussovského svazku dopadajícího na axikon a souvisí s parametry axikonu výrazem

$$z_1 \approx \frac{w_0}{\tan \theta}, \quad (128)$$



Obrázek 32: Schéma konvertoru svazku využívaného pro manipulaci s mikronovými objekty. OV - optické vlákno, K - konvertor, KL - kolimační čočka, A - axikon, L_1 , L_2 - čočky teleskopu, D - diasporometr, L_3 - čočka druhého teleskopického systému, MO - mikroskopový objektiv, Z - zrcadlo, V - vzorek.

kde θ je úhel kužele vytvořených vln za axikonem a platí pro něj (70). Za konvertorem vychází B-G svazek s poloměrem ρ_2 , který závisí na zvětšení teleskopu konvertoru $\Gamma_1 = -\frac{f_1}{f_2}$ podle vztahu

$$\rho_2 = \frac{\rho_1}{|\Gamma_1|} \sqrt{1 - \left(\frac{0.4\lambda}{\rho_1}\right)^2 (1 - \Gamma_1^2)}. \quad (129)$$

Přitom f_1 a f_2 jsou ohniskové vzdálenosti čoček L_1 a L_2 teleskopu. Maximální dosah svazku může být

$$z_2 = \frac{z_1}{\Gamma_1^2}. \quad (130)$$

Diasporometr umístěný ve společné ohniskové rovině obou čoček teleskopu působí jako optický klín s vrcholovým úhlem α , který moduluje spektrum B-G svazku a za konvertorem vede k příčnému posunu jádra o

$$h = (n - 1)\alpha f_2 \quad (131)$$

od původní polohy.

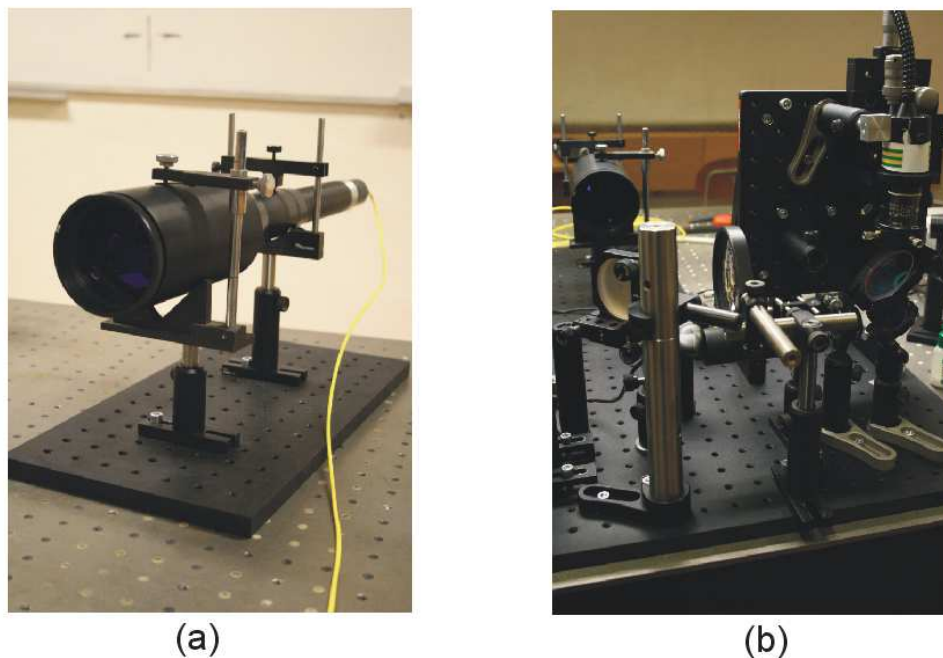
Dodatečný teleskopický systém (tvořený čočkami s ohniskovými vzdálenostmi f_3 a f_M) dostatečně velkého zvětšení $\Gamma_2 = -\frac{f_3}{f_M}$ umožní realizaci optického mikromanipulátoru. Poloměr jádra svazku ρ_3 a maximální dosah z_3 jsou dány vztahy (129) a (130) při záměně indexů 1 za 2.

6.4.2 Realizace systému

Generátor nedifrakčního svazku je tvořen třemi důležitými částmi - osvětlovacím systémem, optickým systémem pro tvorbu nedifrakčního svazku a diasporometrem, obr. 32.

Existují dvě verze osvětlovacího systému. Jeden byl navržen v Meoptě a je tvořen laserovou diodou Sanyo (808 nm, 150 mW), symetrizovanou pomocí asférické čočky a dvojice anamorfických hranolů. Za tímto systémem lze k úpravě velikosti průměru svazku použít rozšiřovač svazku, který byl rovněž navržen a realizován v Meoptě. V naší laboratoři jsme pro ověření funkčnosti systému používali jiné uspořádání osvětlovacího

systemu. Svazek He-Ne laseru, případně laseru Verdi, byl navázán do optického vlákna OV ($NA = 0.13$, $MFD = 3.3 \mu\text{m}$) a poté využíván s kolimační čočkou KL ($f_{KL} = 25.4 \text{ mm}$). Mechanická část pro tento systém (s konektorem vlákna a částí pro kolimační čočku) je připojitelná na konvertor vyrobený v Meoptě a byla vyrobena ve SLO UP. Poněvadž jsme systém testovali s touto druhou osvětlovací jednotkou, je na obrázku 32 zobrazena tato sestava.

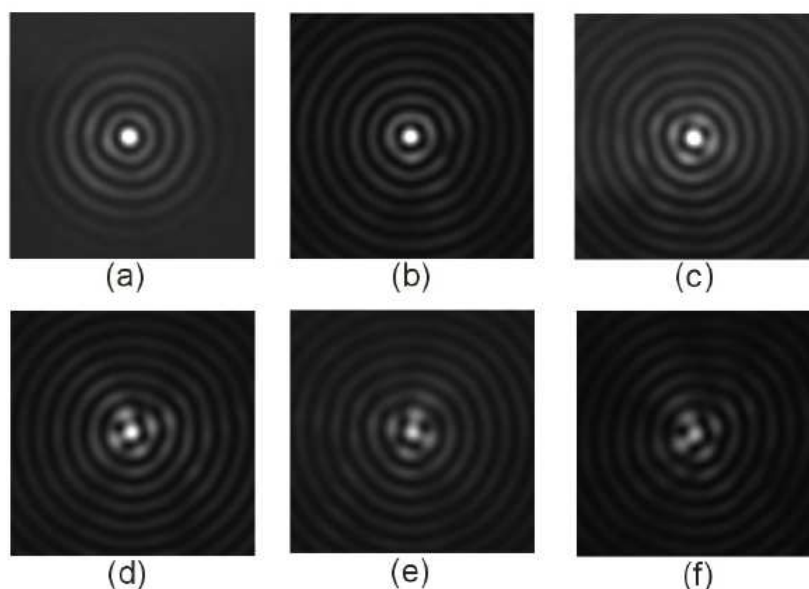


Obrázek 33: (a) Konvertor B-G svazku, (b) jeho využití v sestavě pro mikromanipulace.

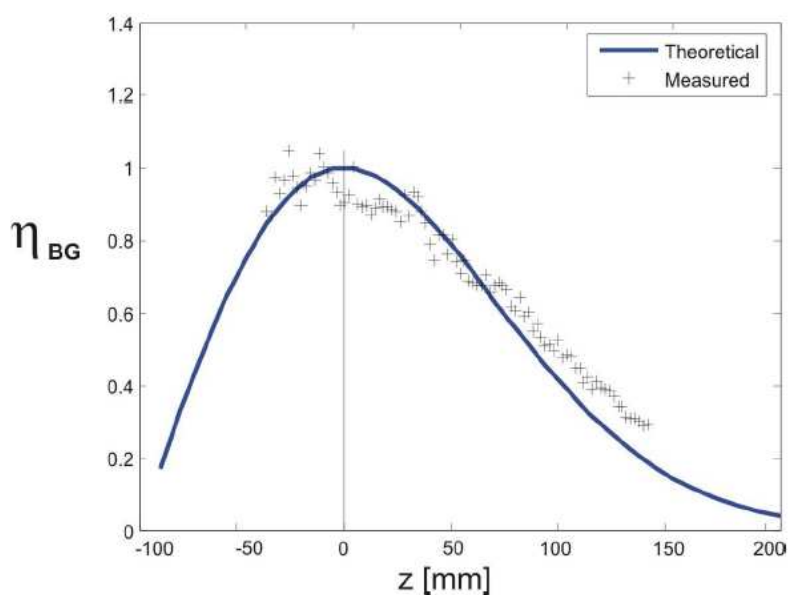
Nedifrakční svazek je následně vytvořen pomocí axikonu A (Eksma, $\tau = 178^\circ$, průměr 25.4 mm). Vzniklý B-G svazek má průměr jádra $54 \mu\text{m}$, maximální dosah 1.4 m a je dále transformován teleskopickým systémem tvořeným dvěma dublety L_1 a L_2 o ohniskových vzdálenostech $f_1 = 35 \text{ mm}$ a $f_2 = 250 \text{ mm}$. Za systémem vzniká svazek s průměrem jádra $400 \mu\text{m}$ a dosahem 14 m. Změnou kolimační čočky v osvětlovací části bylo možné vytvořit svazek v dosahu až 20 m.

V ohniskové rovině čoček teleskopického systému je umístěn diasporometr D, jehož mechanickým ovládním je možné měnit klínovitost prvku. Umožňuje realizovat proměnný klín s deviací $\pm 0.5^\circ$ (ve druhém případě $\pm 1^\circ$) a pracovní pohyb v oblasti $4.5 \times 4.5 \text{ mm}^2$. Jeho klínovitost, stejně jako zvětšení a příčné rozměry teleskopického systému byly voleny s ohledem na následnou aplikaci pro mikromanipulace a minimalizaci energetických ztrát.

V Meoptě byly vyrobeny tři vzorky generátoru B-G svazku, dva z nich jsme odzkoušeli na katedře optiky. K sestavě byly vyrobeny dále tubusy délek 40 mm, 100 mm a 200 mm, které umožňují změnit vzdálenost axikonu od teleskopického systému se současnou změnou polohy "nedifrakční" zóny BG svazku za generátorem. Hlavní motivací výroby těchto tubusů byla možnost měnit polohu nedifrakční zóny ve vzorku.



Obrázek 34: Příčný profil svazku za konvertorem ve vzdálenostech (a) 2.85 m, (b) 6.55 m, (c) 10.45 m, (d) 14 m, (e) 17.3 m a (f) 20.5 m .



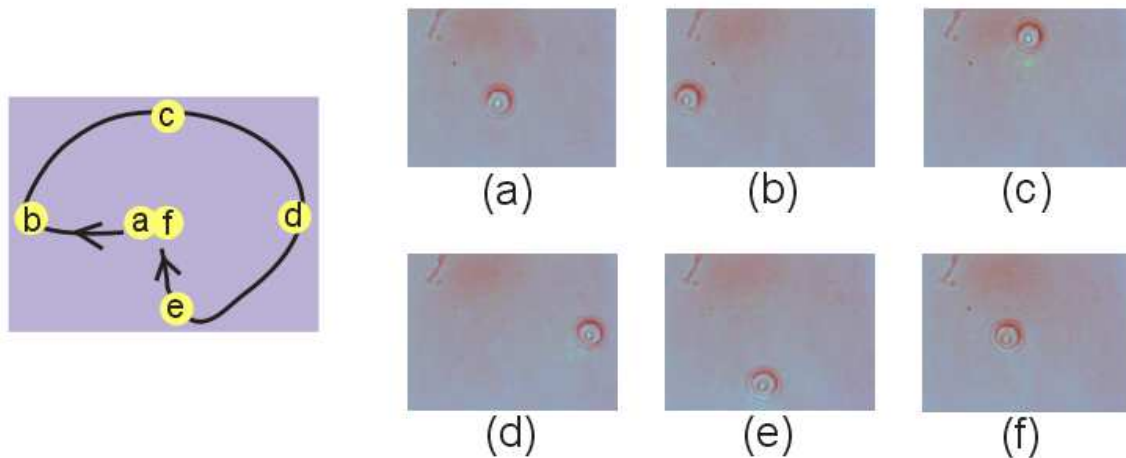
Obrázek 35: Srovnání teoretického a naměřeného normovaného výkonu neseného jádrem B-G svazku, vzniklého za konvertorem.

6.4.3 Experimentální ověření funkčnosti systému

Základní funkčnost vzorků byla ověřena pomocí He-Ne laseru (632 nm, 15 mW). Konvertor s diasporometrem klínovitosti 0.5° umožňuje pohyb jádra v poli $4.5 \times 4.5 \text{ mm}^2$. Systém sám je vhodný pro justážní a kontrolní účely. Naši hlavní motivací však bylo využití pro navigaci částic v mikromanipulacích, což jsme testovali na laseru Verdi (532 nm, 2 W).

Svazek bylo nutné zmenšit, proto jsme využili dodatečného teleskopického systému

sestavajícího z čoček L_3 s ohniskovou vzdáleností $f_3 = 200$ mm a mikroskopového objektivu MO (Olympus UPLFLN, $100\times O2$) o ohniskové vzdálenosti $f_{MO} = 1.8$ mm. Tímto způsobem byl vytvořen B-G svazek ve tvaru světelné trubice s průměrem přibližně $4\ \mu\text{m}$, s nímž bylo možné plynule pohybovat na poli $40 \times 40\ \mu\text{m}^2$.



Obrázek 36: Ukázka manipulace s pětímikrometrovou polystyrénovou kuličkou podél uzavřené trajektorie. Pohyb je realizován mechanickým ovládáním diasporometru, které vyvolává změnu jeho kónovitosti.

Systém byl použit pro manipulaci s pětímikrometrovými polystyrenovými kuličkami. Nejnižší výkon laseru, při němž jsme byli schopni kuličky zachytávat do jádra svazku a příčně s nimi manipulovat, byl 60 mW. Přitom výkon svazku za mikroskopovým objektivem byl přibližně poloviční. Optimální výkon pro manipulaci byl 100 mW. Ukázka tažení částice podél uzavřené smyčky je na obr. 36. Ověřovali jsme i možnost manipulace s menšími kuličkami průměru o $1\ \mu\text{m}$. Ty se zachytávaly do jádra svazku a byly rovněž taženy, ale po zachycení na krycím sklíčku se na ně přilepily a příčně s nimi nešlo manipulovat.

7 Zhodnocení výsledků

V rámci disertační práce byla studována a experimentálně odzkoušena využitelnost několika uspořádání pseudo-nedifrakčních svazků v mikromanipulacích. Tvarování bylo založeno na fázové modulaci spektra PN svazku nebo na efektu samozobrazení PN svazků. Byl navržen a realizován kompaktní systém umožňující vytvořit B-G svazek s nastavitelnou polohou osy svazku. Konkrétní výsledky by se daly shrnout takto:

- V rámci práce bylo srovnáno podélné chování a energetika Besselova-Gaussova svazku s gaussovským svazkem pro případ polí malých rozměrů.
- Ve spolupráci s ÚPT Brno jsme testovali využití pole vzniklého interferencí dvou souběžných kolineárních nedifrakčních svazků v mikromanipulacích [132]-[134]. Zachycování částic bylo úspěšné díky proudění tekutiny, které vzniklo zahříváním procházejícím světlem. Tímto způsobem bylo možné zachytávat částice všech zvolených velikostí. Podle teoretického modelu, který zahrnoval i zohlednění reálných podmínek z laboratoře, větší počet svazků situaci příliš nezlepší.
- V rámci měsíční stáže na univerzitě v St. Andrews bylo nově provedeno tvarování nedifrakčního pole přímo ve spektru svazku, a to fázovým prostorovým modulátorem světla [135]. Tento způsob modulace je zajímavý zmenšením ztrát a zvýšením kvality svazku, zejména jeho podélného profilu. Byly generovány násobné svazky, nultého i vyšších řádů, nově i trojrozměrná past. Sestavený experiment byl dále využit v biologických experimentech.
- Ve spolupráci s Meoptou Přerov, s.r.o., byl navržen a v několika kusech vyroben konvertor gaussovského svazku [136, 137]. Umožňuje vytvořit B-G svazek, jehož osu lze příčně polohovat mechanickým ovládním konvertoru. Součástí konvertoru je diasporometr, který moduluje spektrum svazku. Systém je využitelný pro laboratorní činnost, např. pro justážní účely, a ve spojení s dodatečným teleskopickým systémem i pro mikromanipulace.

Vedle této hlavní činnosti jsem se podílela na experimentu, který směřoval k ověření využitelnosti PN svazku v bezdrátových komunikacích. V laboratoři jsme vytvořili 120 m dlouhý svazek, který byl poté testován skupinou doc. Z. Wilferta. Ukázalo se, že vzhledem k lokálním změnám indexu lomu a částic v prostoru je pro delší šíření zajímavý spíše nekoherentní PN svazek, který je srovnatelný svou kvalitou s gaussovským svazkem [142]. Na začátku doktorského studia byly dále publikovány články, které nesouvisí přímo s disertační prací, ačkoliv tematicky se prolínají. Jeden shrnoval výsledky mé diplomové práce na oboru optika a optoelektronika - metody symetrizace astigmatického eliptického svazku polovodičových laserů [143] a pojednával o principech a metodách tvarování svazků polovodičových laserů. Druhý článek [144] shrnoval mou bakalářskou práci na oboru optometrie, využití adaptivní optiky v oftalmologii. Popisoval metody, které lze využít k tvarování a upravování vlnoplochy v reálném čase pro zlepšení vyšetřovacích a zobrazovacích metod v očním lékařství. Dále jsem se účastnila experimentů tvorby nedifrakčních a vírových svazků pomocí prostorového modulátoru světla [56] a prokázání modulování orbitálního momentu svazků při koaxiální superpozici vírových svazků [38].

8 Seznam vlastních publikací

1. Kollárová V.: Úprava eliptického astigmatického svazku, JMO 1, 6-10 (2004).
2. Kollárová V.: Využití Shack-Hartmannova senzoru v očním lékařství, JMO 2, 42-44 (2005).
3. Bouchal Z., Čelechovský R., Kollárová V.: Nondiffracting and vortex beams generated by spatial light modulator, Proc. SPIE 5945, 59450F (2004).
4. Čižmár T., Kollárová V., Bouchal Z., Zemánek P.: Sub-micron particle organization by self-imaging of non-diffracting beams, New J. Phys. 8, 43 (2006).
5. Čižmár T., Kollárová V., Šiler M., Jákl P., Bouchal Z., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Zemánek P.: Non-diffracting beam synthesis used for optical trapping and delivery of sub-micron objects, Proc. SPIE 6195, 619507 (2006).
6. Bouchal Z., Kollárová V., Zemánek P., Čižmár T.: Orbital angular momentum of mixed vortex beams, Proc. SPIE 6609, 660907 (2007).
7. Zemánek P., Čižmár T., Šiler M., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Kollárová V., Bouchal Z.: How to use laser radiative and evanescent interference fields to control movement of the sub-micron objects, Proc. SPIE 6609, 660902 (2007).
8. Kollárová V., Medřík T., Čelechovský R., Bouchal Z., Wilfert O., Kolka Z.: Application of nondiffracting beams to wireless optical communications, Proc. SPIE 6736, 67361C (2007).
9. Čižmár T., Kollárová V., Tsampoula X., Gunn-Moore F., Sibbett W., Bouchal Z., Dholakia K.: Generation of multiple Bessel beams for a biophotonics workstation, Opt. Exp. 16 (18), 14024-14035 (2008).
10. Kollárová V., Medřík T., Čelechovský R., Bouchal Z., Chlup V., Pochylý A., Kalman M., Kubina T.: Optically adjustable light filaments generated by a compact laser convertor, Opt. Exp. 17 (2), 494 - 508 (2009).
11. Kollárová V., Bouchal Z., Čelechovský R., Medřík T., Chlup V., Pochylý A., Kalman M., Kubina T.: Kompaktní optický systém pro generaci nedifrakčních svazků s nastavitelnou osou, JMO 1, 5-10 (2009).

Reference

- [1] Dickey F.M., Holswade S.C.: Laser beam shaping: theory and techniques, CRC 2000.
- [2] Dickey F.M., Holswade S.C., Shealy D.L.: Laser beam shaping applications, CRC 2005.
- [3] Ashkin A., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.E., Chu S.: Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles, *Opt. Lett.* 11, 288-290 (1986).
- [4] Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A. and Cable A.: Experimental observation of optically trapped atoms, *Phys. Rev. Lett.* 57, 314-317 (1986).
- [5] Wang J., He J., Yang B., Zhang T., Peng K.: Long lifetime of single atom in optical tweezer with laser cooling, *Proc. SPIE 7727*, 77270U (2010).
- [6] Chiu D.T., Zare R.N.: Biased diffusion, optical trapping and manipulation of single molecules in solution, *J. Am. Chem. Soc.* 118 (27), 6512-6513 (1996).
- [7] Perkins T.T., Quake S.R., Smith D.E., Chu S.: Relaxation of a single DNA molecule observed by optical microscopy, *Science* 264 (5160), 822-826 (1994).
- [8] Mameren J., Modesti M., Kanaar R., Wyman C., Peterman E.J.G., Wuite G.J.L.: Counting RAD51 proteins disassembling from nucleoprotein filaments under tension, *Natura* 457, 745-748 (2009).
- [9] Bockelmann U., Thomen Ph., Essevaz-Roulet B., Viasnoff V., Heslot F.: Unzipping DNA with optical tweezers: High sequence sensitivity and force flips, *Biophys. J.* 82, 1537-1553 (2002).
- [10] Ashkin A., Dziedzic J.: Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria, *Science* 235, 1517-1520 (1987).
- [11] Lenormand G., Henon S., Richert A., Simeon J., Gallet F.: Direct measurement of the area expansion and shear moduli of the human red blood cell membrane skeleton, *Biophys. J.* 81 (1), 43-56 (2001).
- [12] Moradi A.R., Daneshpanah M.K., Anand M., Javidi B.: Detection of calcium-induced morphological changes of living cells using optical traps, *IEEE Photon. J.* 2 (5), 775-783 (2010).
- [13] Schütze K., Clement-Sengewald A., Ashkin A.: Zona drilling and sperm insertion with combined laser microbeam and optical tweezers, *Fertil. Steril.* 614, 783-786 (1994).
- [14] Nascimento J.M., Shi L.Z., Meyers S., Gagneux P., Loskutoff N.M., Botvinick E.L., Berns M.W.: The use of optical tweezers to study sperm competition and motility in primates, *J. R. Soc. Interface* 5 (20), 297-302 (2008).
- [15] Turunen J., Friberg A.T.: Propagation-invariant optical fields, *Prog. Opt.* 54, 1-88 (2009).
- [16] McGloin D., Dholakia K.: Bessel beams: diffraction in a new light, *Contemporary Physics* 46 (1), 15-28 (2005).

- [17] Arlt J., Garcés-Chavez V., Sibbett W., Dholakia K.: Optical micromanipulation using a Bessel light beam, *Opt. Commun.* 197, 239-245 (2001).
- [18] Durnin J.: Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *J. Opt. Soc. Am. A* 4 (4), 651-654 (1987).
- [19] Sheppard C.J.R., Wilson T.: Gaussian-beam theory of lenses with annular aperture, *IEEE Journal on Microwaves Optics and Acoustics* 2 (4), 105-112 (1978).
- [20] Stratton J.A.: *Electromagnetic theory*, Mc-Graw Hill, New York 1941.
- [21] Bouchal Z.: Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments and applications, *Czech. J. Phys.* 53 (7), 537-624 (2003).
- [22] Gutiérrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M.D., Chávez-Cerda S.: Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams, *Opt. Lett.* 25 (20), 1493-1495 (2000).
- [23] Gutierrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M.D., Ramirez G., Tepichin E., Rodriguez-Dagnino R.M., Chavez-Cerda S.: G.H.C. New: Experimental demonstration of optical Mathieu beams, *Opt. Comm.* 195, 35-40 (2001).
- [24] Bandres M.A., Gutiérrez-Vega J.C., Chávez-Cerda S.: Parabolic nondiffracting optical wave fields, *Opt. Lett.* 29 (1), 44-46 (2004).
- [25] Bouchal Z., Čelechovský R., Schwarzlander G.A.: "Spatially localized vortex structures", *Localized waves*, John Wiley and Sons 2008.
- [26] Gori F., Guattari G., Padovani C.: Bessel-Gauss beams, *Opt. Comm.* 64 (6), 491-495 (1987).
- [27] Bouchal Z., Olivík M.: Nondiffractive vector Bessel beams, *J. Mod. Opt.* 42, 1555-1566 (1995).
- [28] Horák R., Bouchal Z., Bajer J.: Nondiffracting stationary electromagnetic beam, *Opt. Comm.* 133, 314-327 (1997).
- [29] Kurillkina S.N., Belyi V.N., Kazak N.S.: Formation of azimuthally and radially polarized Bessel-light beams using one-dimensional photonic nonlinear crystals, *Non. Dyn. Appl.* 13, 114-120 (2006).
- [30] Tidwell S.C., Ford D.H. and Kimura W.D.: Transporting and focusing radially polarized laser beams, *Opt. Eng.* 31, 1527-1531 (1992).
- [31] Bouchal Z., Wagner J., Chlup M.: Self-reconstruction of a distorted nondiffracting field, *Opt. Comm.* 151, 207-211 (1998).
- [32] Bouchal Z., Wagner J.: Self-reconstruction effect in free propagation of wavefield, *Opt. Comm.* 176, 299-307 (2000).
- [33] Garcés-Chávez V., McGloin D., Melville H., Sibbett W., Dholakia K.: Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam, *Nature* 419, 145-147 (2002).

- [34] Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R. and Woerdman J.P.: Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes, *Phys. Rev. A* 45 (11), 8185-8189 (1992).
- [35] Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.S.: Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements, *J. Mod. Opt.* 51 (14), 2167-2184 (2004).
- [36] Garcés-Chávez V., Volke-Sepulveda K., Chávez-Cerda S., Sibbett W., Dholakia K.: Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle, *Phys. Rev. A* 66, 063402 (2002).
- [37] Bouchal Z.: Vortex array carried by a pseudo-nondiffracting field, *J. Opt. Soc. Am. A* 21, 1694-1703 (2004).
- [38] Bouchal Z., Kollárová V., Zemánek P., Čižmár T.: Orbital angular momentum of mixed vortex beams, *Pro. SPIE* 6609, 660907 (2007).
- [39] Talbot. H.F.: Facts relating to optical sciences, *Philos. Mag.* 9, 401-409 (1836).
- [40] Patorski K.: The self-imaging phenomenon and its applications, *Prog. in Opt.* 27, 3-108 (1989).
- [41] Kyvalský J.: Talbot effect in space and in time, *JMO* 3, 81-84 (2003).
- [42] Jahns J., Knuppertz H., Lohmann A.W.: Montgomery self-imaging effect using computer-generated diffractive optical elements, *Opt. Comm.* 225, 13-17 (2003).
- [43] Montgomery W.D.: Self-imaging objects of infinite aperture, *J. Opt. Soc. Am.* 57, 772-778 (1967).
- [44] Saastamoinen T., Tervo J., Vahimaa P., Turunen J.: Exact self-imaging of transversally periodic fields, *J. Opt. Soc. Am. A* 21 (8), 1424-1429 (2004).
- [45] Durnin J., Miceli J.J. and Eberly J.H.: Diffraction free beams, *Phys. Rev. Lett.* 58, 1499-1501 (1987).
- [46] Dartora C.A., Nobrega K.Z., Dartora A., Hernandez-Figueroa: Superposition of monochromatic Bessel beams in (k_ρ, k_z) -plane to obtain wave focusing: Spatial localized waves, *Opt. Comm.* 249, 407-413 (2005).
- [47] Indebetouw G.: Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis, *J. Opt. Soc. Am. A* 6 (1), 150-152 (1989).
- [48] Scott G. and McArdle N.: Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon, *Opt. Eng.* 31, 2640-2643 (1992).
- [49] Arlt J. and Dholakia K.: Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon, *Opt. Commun.* 177, 297-301 (2000).
- [50] Turunen J., Vasara A., Friberg A.T.: Holographic generation of diffraction-free beams, *Appl. Opt.* 27 (19), 3959-3962 (1988).

- [51] Vasara A., Turunen J., Friberg A.T.: Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms, *J. Opt. Soc. Am. A* 6 (11), 1748-1754 (1989).
- [52] Ahluwalia B.P.S., Yaun X.-C., Tao S.H., Bu J., Wang H., Peng X., Niu H.B.: Microfabricated-composite-hologram enabled multiple channel longitudinal optical guiding of microparticles in nondiffracting core of a Bessel beam array, *Appl. Phys. Lett.* 87, 084101 (2005).
- [53] Davis J., Carcole E. and Cottrell D.M.: Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator, *Appl. Opt.* 35 (4), 593-598 (1992).
- [54] Davis J.A., Guertin J. and Cottrell D.M.: Diffraction-free beams generated with programmable spatial light modulators, *Appl. Opt.* 32, 6368-6370 (1993).
- [55] Tao S.H., Yuan X.C., Ahluwalia B.S.: The generation of an array of nondiffracting beams by a single composite computer generated hologram, *J. of Opt. A* 7, 40-46 (2005).
- [56] Bouchal Z., Čelechovský R., Kollárová V.: Nondiffracting and vortex beams generated by spatial light modulator, *Proc. SPIE* 5945, 59450F (2004).
- [57] Horváth Z.L., Erdélyi M., Szabó G., Bor Z., Tittel F.K. and Cavallaro J.R.: Generation of nearly nondiffracting Bessel beams with a Fabry-Perot interferometer, *J. Opt. Soc. Am. A* 14 (11), 3009-3013 (1997).
- [58] López-Mariscal C., Gutiérrez-Vega J.C. and Chávez-Cerda S.: Production of high-order Bessel beams with a Mach-Zehnder interferometer, *Appl. Opt.* 43 (26), 5060-5063 (2004).
- [59] Turunen J., Vasara A., Friberg A.T.: Propagation invariance and self-imaging in variable-coherence optics, *J. Opt. Soc. Am. A* 8 (2), 282-289 (1991).
- [60] Friberg A.T., Vasara A., Turunen J.: Partially coherent propagation-invariant fields: passage through paraxial optical system, *Phys. Rev. A* 43, 7079-7082 (1991).
- [61] Bouchal Z., Peřina J.: Non-diffracting beams with controlled spatial coherence, *J. Mod. Opt.* 49 (10), 1673-1689 (2002).
- [62] Mandel L., Wolf E.: *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press 1995.
- [63] Arimoto R., Saloma C., Tanaka T. and Kawata S.: Imaging properties of axicon in a scanning optical system, *Appl. Opt.* 31 (31), 6653-6657 (1992).
- [64] Erdélyi M., Horváth Z.L., Szabó G., Bor Z., Tittel F.K., Cavallaro J.R., Smayling M.C.: Generation of diffraction-free beams for application in optical microlithography, *J. Vac. Sci. Technol. B* 15 (2), 287-292 (1997).
- [65] Fortin M., Piché M., Borra E.F.: Optical tests with Bessel beam interferometry, *Opt. Exp.* 12 (24), 5887-5895 (2004).

- [66] Zhang X., Zhao B., Li Z.: Measurement method of spatial straightness error using non-diffracting beam and moiré-fringe technology, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 6, 121-126 (2004).
- [67] Li S.W., Aruga T: Imaging with a kilometer long focal depth, *Proc. SPIE* 2778, 104-105 (1996).
- [68] Wulle T., Herminghaus S.: Nonlinear optics of Bessel beams, *Phys. Rev. Lett.* 70, 1401-1404 (1993).
- [69] Tewari S.P., Huang H., Boyd R.W.: Theory of third harmonic generation using Bessel-beams and self-phase-matching, *Phys. Rev. A* 54, 2314-2325 (1996).
- [70] Pandit M.K., Payne F.P.: Čerenkov second-harmonic generation by nondiffracting Bessel beams in bulk optical crystals, *Opt. Quantum Electron.* 29, 35-51 (1997).
- [71] Lu J.-y., Greenleaf J.F.: Formation and propagation of limited diffraction beams, *Acoust. Imag.* 20, 331-343 (1993).
- [72] Tatarkova S.A., Sibbett W., Dholakia K.: Brownian particle in an optical potential of a washboard type, *Phys. Rev. Lett.* 91, 038101 (2003).
- [73] Arlt J., Hitomi T., Dholakia K.: Atom guiding along Lagguere-Gaussian and Bessel light beams, *Appl. Phys. B* 71, 549-556 (2000).
- [74] Arlt J., Dholakia K., Soneson J., Wright E.M.: Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams, *Phys. Rev. A* 63, 063602 (2001).
- [75] Romea R.D. and Kimura W.S.: Modeling of inverse Čerenkov laser acceleration with axicon laser-beam focusing, *Phys. Rev. D* 42, 1807-1818 (1990).
- [76] Li D., Imasaki K.: Laser Bessel beam-driven electron acceleration, *Jpn. J. Appl. Phys.* 44, 6079-6083 (2005).
- [77] Ding Z., Ren H., Zhao Y., Nelson J.S., Chen Z.: High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens, *Opt. Lett.* 27, 243-245 (2002).
- [78] Gutiérrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M.D., Tepichin E., Ramírez G., Rodríguez-Dagnino R.M., Chávez-Cerda S.: New member in the family of propagation-invariant optical fields: Mathieu beams, *Opt. Photon. News* 11 (12), 37-38 (2000).
- [79] Čelechovský R., Bouchal Z.: Optical implementation of the vortex information channel, *New J. Phys.* 9, 328-328 (2007).
- [80] Ren Q., Birngruber R.: Axicon: a new laser beam delivery system for corneal surgery, *IEEE J. Quantum Electron.* 26, 2305-2308 (1990).
- [81] McGloin D., Dholakia K.: Bessel beams: diffraction in a new light, *Contemporary Phys.* 46 (1), 15-28 (2005).
- [82] Čižmár T., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Zemánek P.: Optical conveyor belt for delivery of submicron objects, *Appl. Phys. Lett.* 86, 174101 (2005).

- [83] Čižmár T., Garcéz-Chávez V., Dholakia K., Zemánek P.: Optical trapping in counter-propagating Bessel beams, *Proc. SPIE* 5514, 643-651 (2004).
- [84] Čižmár T., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Zemánek P.: Optical conveyor belt for delivery of submicron objects, *Appl. Phys. Lett.* 86, 174101 (2005),
- [85] Liesener J., Reicherter M., Haist T., Tiziani H.J.: Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms, *Opt. Comm.* 185, 77-82 (2000).
- [86] Curtis J.E., Koss B. A., Grier D. G.: Dynamic holographic optical tweezers, *Opt. Comm.* 207, 169-175 (2002).
- [87] Mio C., Marr D.W.M.: Tailor surfaces using optically manipulated colloidal particles, *Langmuir* 15, 8565-8568 (1999).
- [88] Rodrigo P.J., Eriksen R.L., Daria V.R. a Glückstad J.: Shack-Hartmann multiple-beam optical tweezers, *Opt. Exp.* 11 (3), 208-214 (2003).
- [89] Zemánek P., Jonáš A., Šrámek L., Liška M.: Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave, *Opt. Comm.* 151, 273-285 (1998).
- [90] Zemánek P., Jonáš A., Šrámek L., Liška M: Optical trapping of nanoparticles and microparticles by a Gaussian standing wave, *Opt. Lett.* 24 (21), 1448-1450 (1999).
- [91] Zemánek P., Jonáš A., Jakl P., Ježek J., Šerý M., Liška M.: Theoretical comparison of optical traps created by standing wave and sigle beam, *Opt. Comm.* 220, 401-412 (2003).
- [92] MacDonald M., Spalding G. a Dholakia K.: Microfluidic sorting in an optical lattice, *Nature* 426, 421-424 (2003).
- [93] Casaburi A., Pesce G., Zemánek P. a Sasso A.: Two- and three-beam interferometric optical tweezers, *Opt. Comm.* 251, 393-404 (2005).
- [94] Schonbrun E., Piestun R., Jordan P., Cooper J., Wulff K.D., Courtial J. a Padgett M.: 3D interferometric optical tweezers using a single spatial light modulator, *Opt. Exp.* 13 (10), 3777-3786 (2005).
- [95] Mohanty S.K., Mohanty K.S., Berns M.W.: Single fiber optical tweezers for cellular micromanipulations, *OPN* 19 (12), 42 (2008).
- [96] Constable A., Kim J., Mervis J., Zarinetchi F., Prentiss M.: Demonstration of a fiber-optical light force trap, *Opt. Lett.* 18 (21), 1867-1869 (1993).
- [97] Wei M.T., Yang K.T., Karmenyan A., Chiou A.: Three-dimensional optical force field on Chinese hamster ovary cell in a fiber-optical dual-beam trap, *Opt. Exp.* 14 (7), 3056-3064 (2006).
- [98] Jensen-McMullin C., Lee H.P., Lyons E.R.: Demonstration od trapping, motion control, sensing and fluorecence detection of polystyren beads in a multi-fiber optical trap, *Opt. Exp.* 13 (7), 2634-2642 (2005).

- [99] Gu M., Haumonte J.B., Micheau Y., Chon J.W.M., Gan X.: Laser trapping and manipulation under focused evanescent wave illumination, *Appl. Phys. Lett.* 84 (21), 4236-4238 (2004).
- [100] Kawata S., Sugiura T.: Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam, *Opt. Lett.* 17 (11), 772-774 (1992).
- [101] Šiler M., Čížmár T., Šerý M., Zemánek P.: Optical forces generated by evanescent standing waves and their usage for sub-micron particle delivery, *Appl. Phys. B* 84, 151-165 (2006).
- [102] Bouchal Z.: Controlled spatial shaping of nondiffracting patterns and arrays, *Opt. Lett.* 27 (16), 1-3 (2002).
- [103] Bouchal Z., Kyvalský J.: Controllable 3D spatial localization of light fields synthesized by non-diffracting modes, *J. Mod. Opt.* 51 (2), 157-176 (2004).
- [104] Bouchal Z., Horák R., Wágner J.: Propagation-invariant electromagnetic fields: Theory and Experiment, *J. Mod. Opt.* 43, 1905-1920 (1996).
- [105] Shao B., Esener S.C., Nascimento J.M., Botvinick E.L., Berns M.W.: Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons, *Appl. Opt.* 45 (25), 6421-6428 (2006).
- [106] He H., Friese E.J., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop: Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity, *Phys. Rev. Lett.* 75, 826-829 (1995).
- [107] O'Neil A.T., MacVicar I., Allen L., Padgett M.J.: Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam, *Phys. Rev. Lett.* 88, 053601 (2002).
- [108] MacDonald M.P., Paterson L, Volke-Sepulveda K., Arlt J., Sibbett W., Dholakia K.: Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures, *Science* 296 (5570), 1101-1103 (2002).
- [109] Gerchberg R.W., Saxton W.O.: A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures, *Optik* 35 (2), 237-246 (1972).
- [110] Courtial J., Whyte G., Bouchal Z., Wagner J.: Iterative algorithms for holographic shaping of non-diffracting and self-imaging light beams, *Opt. Exp.* 14 (6), 2108-2116 (2006).
- [111] Haist T., Schonleber M., Tiziani H.J.: Computer-generated holograms from 3D-objects written on twisted-nematic liquid crystal displays, *Opt. Comm.* 140, 299-308 (1997).
- [112] Shabtay G.: Three-dimensional beam forming and Ewald's surfaces, *Opt. Comm.* 226, 33-37 (2003).
- [113] Whyte G., Courtial J.: Experimental demonstration of holographic three-dimensional light shaping using a Gerchberg-Saxton algorithm, *New J. Phys.* 7, 117 (2005).

- [114] Sinclair G., Leach J., Jordan P., Gibson G., Yao E., Laczik Z.J., Padgett M.J., Courtial J.: Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for holographic three-dimensional light shaping, *Opt. Exp.* 12 (8), 1665-1670 (2004).
- [115] Fienup J.R.: Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms, *Opt. Eng.* 19 (3), 297-305 (1980).
- [116] Fienup J.R.: Phase-retrieval algorithms: a comparison, *Appl. Opt.* 21 (15), 2758-2769 (1982).
- [117] Ripoll O., Keltunen V., Herzig H. P.: Reviews of iterative Fourier-transform algorithms for beam shaping applications, *Opt. Eng.* 43 (11), 2549-2556 (2004).
- [118] Levy U., Mendlovic D., Zalevsky Z., Shabtay G., Marom E.: Iterative algorithm for determining optimal beam profiles in a three-dimensional space, *Appl. Opt.* 38 (32), 6732-6736 (1999).
- [119] Dallas W.J., Frieden B.R.: *The computer in optical research*, Springer 1980.
- [120] Piestun R., Spektor B., Shamir J.: Wave fields in three dimensions: analysis and synthesis, *J. Opt. Soc. Am. A* 13 (9), 1837-1848 (1996).
- [121] Spalding G.C., Courtial J., Di Leonardo R.: *Holographic optical tweezers, Structured light and its application*, D.L. Andrews, Academic Press 2008.
- [122] Sedukhin A.G.: Periodically focused propagation-invariant beams with sharp central peak, *Opt. Comm.* 228, 231-247 (2003).
- [123] Sedukhin A.G.: Generalized periodically focused beams and multiple on-axis lens imaging, *Opt. Comm.* 229, 39-57 (2004).
- [124] Sedukhin A.G.: High-efficiency multiple imaging in three-dimensional space, *Opt. Comm.* 236, 21-31 (2004).
- [125] Glückstad J.: Phase contrast image synthesis, *Opt. Comm.* 130, 225-230 (1996).
- [126] Glückstad J., Mogensen P.C.: Optimal phase contrast in common-path interferometry, *Appl. Opt.* 40 (2), 268-282 (2001).
- [127] Rodrigo P.J., Perch-Nielsen I.R., Alonyo C.A., Glückstad J.: GPC-based optical micromanipulation in 3D real-time using a single spatial light modulator, *Opt. Exp.* 14 (26), 13107-13112 (2006).
- [128] Perch-Nielsen I.R., Rodrigo P.J., Alonzo C.A., Glückstad J.: Autonomous and 3D real-time multi-beam manipulation in microfluidic environment, *Opt. Exp.* 14 (25), 12199-12205 (2006).
- [129] Rodrigo P.J., Daria V.R., Glückstad J.: Real-time three-dimensional optical micromanipulation of multiple particles and living cells, *Opt. Lett.* 29, 2270 - 2272 (2004).
- [130] Eriksen R.L., Daria V.R. a Glückstad J.: Fully dynamic multiple-beam optical tweezers, *Opt. Exp.* 10 (14), 597-602 (2002).

- [131] Glückstad J., Daria V.R., Rodrigo P.J.: Decrypting binary phase patterns by amplitude, *Opt. Eng.* 43 (10), 2250-2258 (2004).
- [132] Čižmár T., Kollárová V., Bouchal Z., Zemánek P.: Sub-micron particle organization by self-imaging of non-diffracting beams, *New J. Phys.* 8, 43 (2006).
- [133] Čižmár T., Kollárová V., Šiler M., Jákl P., Bouchal Z., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Zemánek P.: Non-diffracting beam synthesis used for optical trapping and delivery of sub-micron objects, *Proc. SPIE* 6195, 619507 (2006).
- [134] Zemánek P., Čižmár T., Šiler M., Garcés-Chávez V., Dholakia K., Kollárová V., Bouchal Z.: How to use laser radiative and evanescent interference fields to control movement of the sub-micron objects, *Proc. SPIE* 6609, 660902 (2007).
- [135] Čižmár T., Kollárová V., Tsampoula X., Gunn-Moore F., Sibbett W., Bouchal Z., Dholakia K.: Generation of multiple Bessel beams for a biophotonics workstation, *Opt. Exp.* 16 (18), 14024-14035 (2008).
- [136] Kollárová V., Medřík T., Čelechovský R., Bouchal Z., Chlup V., Pochylý A., Kalman M., Kubina T.: Optically adjustable light filaments generated by a compact laser convertor, *Opt. Exp.* 17 (2), 494-508 (2009).
- [137] Kollárová V., Bouchal Z., Čelechovský R., Medřík T., Chlup V., Pochylý A., Kalman M., Kubina T.: Kompaktní optický systém pro generaci nedifrakčních svazků s nastavitelnou osou, *JMO* 1, 5-10 (2009).
- [138] Zamboni-Rached M.: Stationary optical wave fields with arbitrary longitudinal shape by superposing equal frequency Bessel beams: *Frozen Waves*, *Opt. Exp.* 12 (17), 4001-4006 (2004).
- [139] Zamboni-Rached M., Recami E., Hernández-Figueroa H.E.: Theory of "frozen waves": modeling the shape of stationary wave fields, *J. Opt. Soc. Am. A* 22 (11), 2465-2475 (2005).
- [140] Bouchal Z.: Physical principle of experiments with pseudo-nondiffracting fields, *Czech. J. Phys.* 55, 1223-1237 (2005).
- [141] Jarutis V., Paškauskas R., Stabinis A.: Focusing of Laguerre-Gaussian beams by axicon, *Opt. Comm.* 184, 105-112 (2000).
- [142] Kollárová V., Medřík T., Čelechovský R., Bouchal Z., Wilfert O., Kolka Z.: Application of nondiffracting beams to wireless optical communications, *Proc. SPIE* 6736, 67361C (2007).
- [143] Kollárová V.: Úprava eliptického astigmatického svazku, *JMO* 1, 6-10 (2004).
- [144] Kollárová V.: Využití Shack-Hartmannova senzoru v očním lékařství, *JMO* 2, 42-44 (2005).