

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská

Katedra Fyziky



Výzkumný úkol

**Synchronizace laserových impulzů pro
realizaci kolmého injektoru
elektronového svazku do urychlovací
fáze laserem řízené plazmové vlny**

Bc. Pavel Gajdoš

Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, PhD.

Praha, 2018



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2017/2018

VÝZKUMNÝ ÚKOL

Student: Bc. Pavel Gajdoš

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Vedoucí úkolu: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D. (ÚFP AV ČR, v.v.i.)

Název úkolu (česky/anglicky): Synchronizace laserových impulzů pro realizaci kolmého injektoru elektronového svazku do urychlovací fáze laserem řízené plazmové vlny/Laser pulses synchronization for perpendicular electron bunch injection into the accelerating phase of laser-driven plasma wave

Pokyny pro vypracování:

- 1) Student se seznámí s fyzikou, technikou a diagnostikami femtosekundových laserů
- 2) Student se seznámí s experimentálními technikami synchronizace femtosekundových laserových impulzů
- 3) Student navrhne, optimalizuje a otestuje optickou sestavu určenou pro přesnou synchronizaci laserových impulzů
- 4) Student provede vyhodnocení dat získaných během synchronizace femtosekundových laserových impulzů

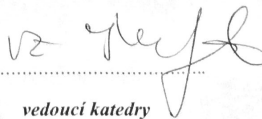
Součástí zadání výzkumného úkolu je jeho uložení na webové stránky katedry fyziky.

Literatura:

- 1) S. Nolte, *Ultrashort Pulse Laser Technology*, Springer, 2015
- 2) D. J. Corvan *et al.*, Femtosecond-scale synchronization of ultra-intense focused laser beams, arXiv:1407.4243v1
- 3) Horný *et al.*, Short electron bunches generated by perpendicularly crossing laser pulses, *Phys. Plasmas* 24 (2017) 103125

Datum zadání: 27.10.2017

Datum odevzdání: 30.06.2018


.....
vedoucí katedry

Název práce:

Synchronizace laserových impulzů pro realizaci kolmého injektoru elektronového svazku do urychlovací fáze laserem řízené plazmové vlny

Autor: Bc. Pavel Gajdoš

Abstrakt: Tato práce se zabývá synchronizací femtosekundových laserových impulzů pro injekci elektronů do plazmové vlny. V první části je stručně popsán tzv. OC3P mechanismus této optické injekce. Dále je uveden návrh testovací experimentální soustavy a způsob, kterým byla optimalizována mimoosa parabolická zrcadla spolu s prostorovým překrytím ohnisek. Nakonec je uvedena interferenční metoda femtosekundových laserových svazků, díky které bylo dosaženo časové překrytí ohnisek.

Klíčová slova: optická injekce, synchronizace femtosekundových impulzů, optimalizace parabolických zrcadel

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat Ing. Petru Hříbkovi, CSc. a prof. Ing. Jiřímu Limpouchovi, CSc. za poskytnutí experimentálního času ve školní laserové laboratoři FJFI v Tróji. Dále děkuji Honzovi Hřebíčkovvi za pomoc a cenné rady při synchronizaci femtosekundových svazků.

Obsah

Úvod	8
1 Injekce el. svazku kolmými laser. impulzy	9
1.1 Injekční mechanizmy OC3P	9
2 Synchr. vzájemně kolmých fs impulzů	12
2.1 Optimalizace mimoosých parabolických zrcadel	16
2.1.1 Optimalizace na He-Ne laseru	16
2.2 Synchronizace na femtosekundovém laseru	22
Závěr	26

Seznam obrázků

1.1	Experimentální uspořádání kolmé injekce	10
1.2	Simulace OC3P mechanismu, převzato z [1]	10
1.3	Energetické spektrum v závislosti na intenzitě injekčního pulzu v čase 8 ps. Při intenzitě injekčního pulzu $I_{IP} = 0.01I_{DP}$ dochází k píku okolo 630 MeV, který má menší energetický rozptyl než při intenzitě $I_{IP} = 0.1I_{DP}$, převzato z [1]	11
1.4	Distribuční funkce energie po 2 ps. Prahová energie injekčního pulzu je $I_{IP} = 0.0016I_{DP}$. Nej kvalitnější svazek vzniká při $I_{IP} = 0.01I_{DP}$, převzato z [1]	11
2.1	Schéma kompresoru. Svazek pocházející z nultého řádu mřížky (modře) bude použit jako injekční. Svazek z 1. řádu (červeně, přerušovaně), který bude využit jako řídicí, pokračuje dále přes periskop do zpoždovací linky. DG - difrakční mřížka, Per. - periskop	13
2.2	Schéma Machova-Zehnderova interferometru	14
2.3	Schéma experimentu: polopropustná zrcadla BS , rovinná zrcadla M , mimoosá parabolická zrcadla OAP	14
2.4	Experimentální sestava, vstup pro laser v levém horním rohu (červená šipka)	15
2.5	Interference na He-Ne laseru znázorňující překrytí obou svazků	15
2.6	Ohnisko parabolického zrcadla OAP1 zobrazeno kamerou Basler [5]	17
2.7	Ohnisko parabolického zrcadla OAP2 zobrazeno kamerou Basler [5]	17
2.8	Ohnisko testovací paraboly zobrazeno mikroskopickým objektivem se zvětšením 10	17

2.9	Ohniska obou optimalizovaných parabol, kamera vložena pod úhlem k obou svazkům. Při této konfiguraci se velikost ohnisek prodlužuje v horizontálním směru	18
2.10	Ohnisko optimalizované paraboly OAP1 , kamera kolmo	19
2.11	Ohnisko optimalizované paraboly OAP2 , kamera kolmo	19
2.12	Ohnisko paraboly OAP1 s fitem (červeně) funkcí 2.3), kamera kolmo na svazek	20
2.13	Ohnisko paraboly OAP2 s fitem (červeně) funkcí 2.3), kamera kolmo na svazek	21
2.14	Ohniska paraboly OAP1 (vlevo) a OAP2 (vpravo) a fitu (červeně) funkcí (2.3), kamera pod úhlem k obou svazkům	21
2.15	Svazek vycházející z OAP1	23
2.16	Svazek vycházející z OAP2	23
2.17	Překrytí svazků z obou parabol	24
2.18	Interference na fs laseru zobrazující časové překrytí pulzů	24
2.19	Závislost intenzity interferenčních proužků na posunu mikrometrického šroubu a fit Gaussovou funkcí (červeně)	25

Úvod

Cílem této práce je synchronizace vzájemně kolmých, femtosekundových laserových impulzů, jejich interakce injektuje elektrony do plazmové vlny. Optimální injekce nastává, když se oba impulzy setkají ve společném ohnisku.

Základní princip tohoto tzv. OC3P injekčního mechanismu, který byl poprvé navržen v [1], je popsán v 1. kapitole.

Hlavním úkolem je synchronizace obou impulzů, to znamená prostorové a zároveň časové překrytí jejich ohnisek.

V kapitole 2 je navržena testovací experimentální soustava a výběr vhodných mimoosých parabolických zrcadel, která slouží k fokusaci obou svazků. Dále je popsána optimalizace těchto parabolických zrcadel a způsob, kterým bylo dosaženo prostorové překrytí obou ohnisek na He-Ne laseru.

Nakonec jsou uvedeny možnosti, pomocí kterých lze docílit časového překrytí ohnisek a samotná synchronizace impulzů na infračerveném femtosekundovém laseru.

Kapitola 1

Injekce elektronového svazku do plazmové vlny kolmými laserovými impulzy

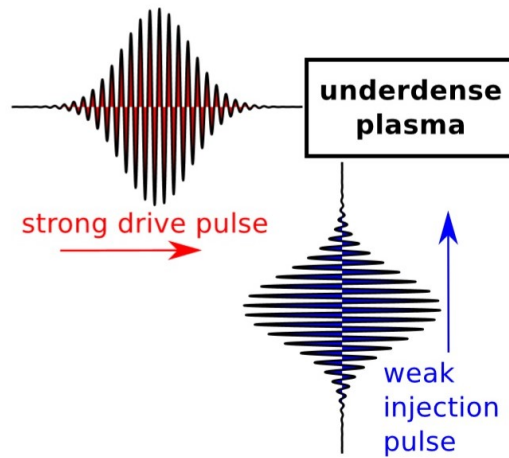
OC3P (Orthogonally Crossed Pulses with Perpendicular Polarization) je mechanismus pro optickou injekci elektronů do plazmové vlny navržen v [1] a [2]. Tato metoda využívá dvou laserových pulzů, z nichž jeden je silný, řídicí a druhý je slabší, injekční. Oba tyto pulzy jsou lineárně polarizované a mají polarizační vektory vzájemně kolmé. Pulzy se kolmo na sebe srážejí ve společném ohnisku a ve stejném čase (Obr. 1.1), tehdy dochází k injekci největšího náboje.

1.1 Injekční mechanismy OC3P

Numerická simulace provedena v [1] ukazuje, že k injekci dochází za pomoci tří různých mechanismů v závislosti na počáteční poloze elektronu, znázorněno na Obr. 1.2.

Nejvýznamnější podíl na injekci má mechanismus znázorněný modrou barvou, kterým je injektováno přibližně 70% elektronů. Při něm je velké množství elektronů vyhnáno z místa překřížení obou pulzů, kde je velká intenzita. Jelikož ale řídicí pulz vytváří velké elektrostatické pole, jsou jím tyto elektrony zachyceny a urychleny ve směru šíření pulzu.

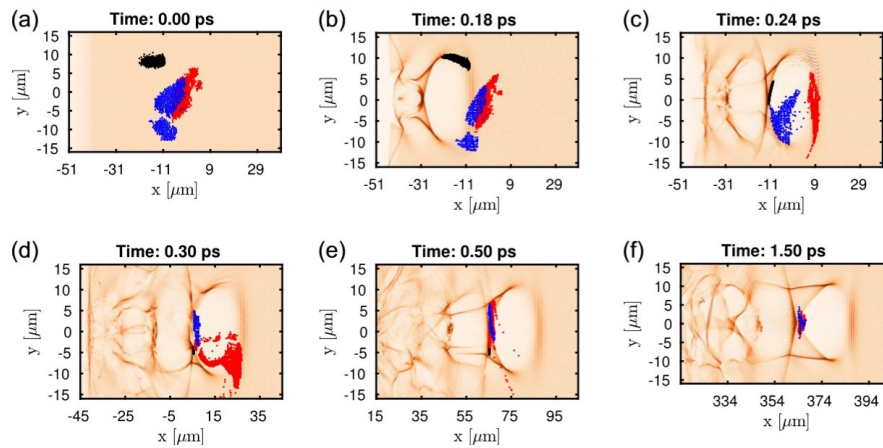
Menší množství elektronů (asi 20%, znázorněno červenou barvou) je nejprve rozfázováno během kolize pulzů, potom zachyceno řídicím pulzem a předurychleno polem jím vytvořeným. Díky své nenulové příčné hybnosti jsou více odchylovány od místa vysoké intenzity a nakonec jsou kvůli získané



Obr. 1.1: Experimentální uspořádání kolmé injekce

hybnosti zachyceny plazmovou vlnou.

Zbylý počet urychlených elektronů je zachycen pomocí mechanismu podobnému autoinjekci [4].

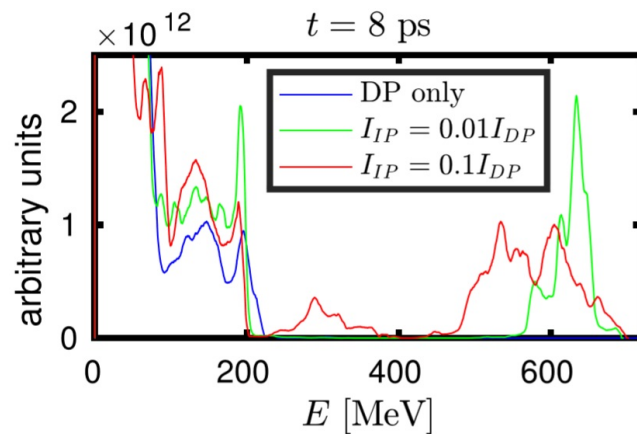


Obr. 1.2: Simulace OC3P mechanismu, převzato z [1]

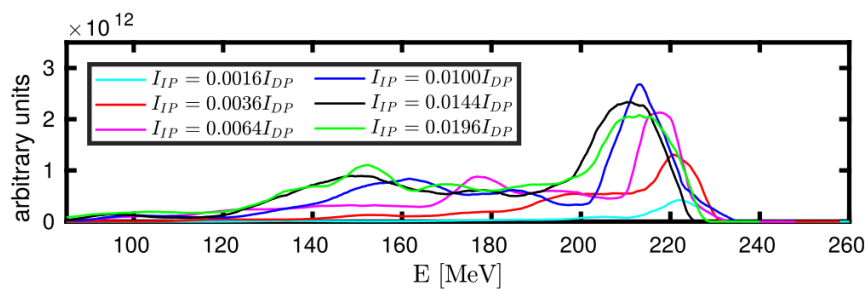
Dalším důležitým parametrem vycházejícím ze simulace je intenzita injekčního pulzu. Jak je vidět na Obr. 1.3 tvar spektra energie urychlených elektronů je závislý právě na intenzitě injekčního pulzu. Při $I_{IP} = 0.01I_{DP}$, kde I_{IP} je intenzita injekčního pulzu a I_{DP} je intenzita řídicího pulzu, jsou elektrony urychleny na energii 630 MeV s menším rozptylem energie oproti

intenzitě $I_{IP} = 0.1I_{DP}$. Navíc je tento pík velmi dobře oddělen od temného proudu elektronů urychlených na malé energie.

Na Obr. 1.4 je distribuční funkce energie po 2 ps urychlování. Z něj vyplývá, že prahová intenzita injekčního pulzu je okolo $I_{IP} = 0.0016I_{DP}$ a že nejkvalitnější svazek dostaneme při intenzitě $I_{IP} = 0.01I_{DP}$. Při vyšší intenzitě má urychlený svazek větší energetický rozptyl.



Obr. 1.3: Energetické spektrum v závislosti na intenzitě injekčního pulzu v čase 8 ps. Při intenzitě injekčního pulzu $I_{IP} = 0.01I_{DP}$ dochází k píku okolo 630 MeV, který má menší energetický rozptyl než při intenzitě $I_{IP} = 0.1I_{DP}$, převzato z [1]



Obr. 1.4: Distribuční funkce energie po 2 ps. Prahová energie injekčního pulzu je $I_{IP} = 0.0016I_{DP}$. Nejkvalitnější svazek vzniká při $I_{IP} = 0.01I_{DP}$, převzato z [1]

Kapitola 2

Synchronizace vzájemně kolmých femtosekundových laserových impulzů

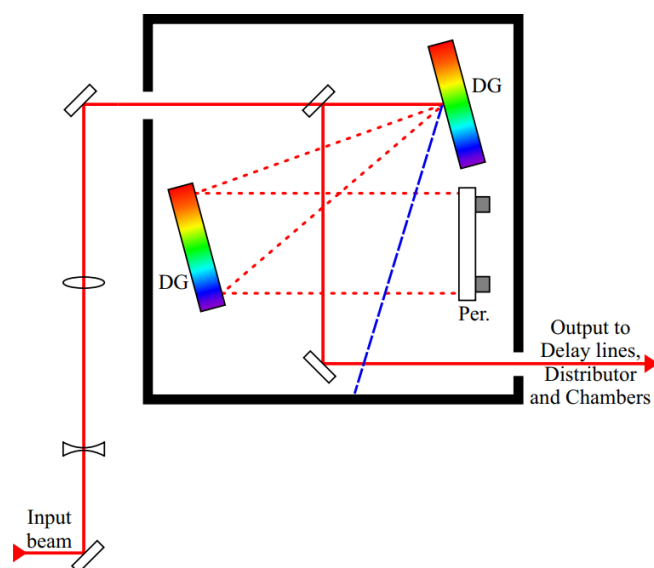
Základním úkolem injekčního schématu (OC3P) je přesná synchronizace dvou vzájemně kolmých femtosekundových svazků a to jak v čase, tak v prostoru. Fokuse je zajištěna dvěma mimoosými parabolickými zrcadly. Optimální podmínky pro injekci nastávají při stejné velikosti ohnisek. To znamená, že musí být stejná f -čísla parabol. Z toho plyne, že pro dané průměry svazků dostupných v Ti:safírové laboratoři PALS (50 mm a 20 mm) musí být parabolická zrcadla vybrána tak, aby měla odpovídající ohniskové vzdálenosti.

Pro otestování prostorové a časové synchronizace jsme vybrali mimoosé paraboly s ohniskovými vzdálenostmi $f_1 = 163$ mm a $f_2 = 272$ mm. Odpovídající rozměry svazku jsou $w_{0,1} = 4,2$ μm a $w_{0,2} = 2,8$ μm pro vlnovou délku infračerveného laseru $\lambda = 0,8$ μm .

Jako injekční svazek bude využit svazek pocházející z nultého řádu hlavního kompresoru (30 mJ), kdežto hlavní je z 1. řádu hlavního kompresoru (800 mJ) (Obr. 2.1).

Toto uspořádání vzdáleně připomíná uspořádání Mach-Zehnderova interferometru (viz Obr. 2.2), kdy první mřížka kompresoru slouží jako dělič svazku. Proto pro účely otestování bylo vybráno uspořádání tohoto interferometru.

Do našeho schématu jsme přidali tři rovinná zrcadla s průměrem 2", z nichž dvě (**M4** a **M5**) jsou na pohyblivých podstavcích, tzv. řídicí zrcadla (steering mirror), která v reálném experimentu slouží k nasměrování svazku



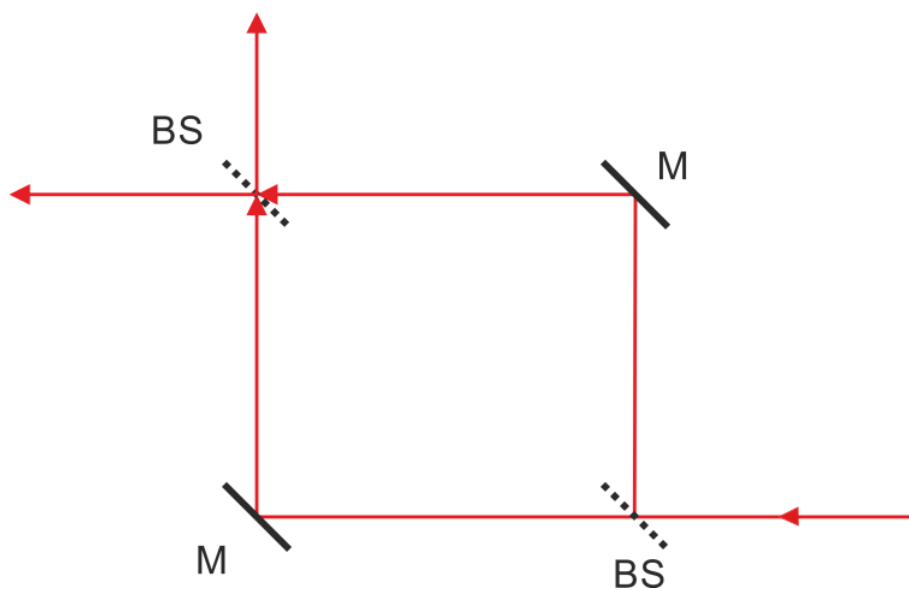
Obr. 2.1: Schéma kompresoru. Svazek pocházející z nultého řádu mřížky (modře) bude použit jako injekční. Svazek z 1. řádu (červeně, přerušovaně), který bude využit jako řídicí, pokračuje dále přes periskop do zpoždovací linky. DG - difrakční mřížka, Per. - periskop

odraženého od parabolického zrcadla. Schéma je na Obr. 2.3.

Samotná synchronizace závisí na délce laserového pulzu. Pro pulzy delší než 30 ps, což odpovídá asi 1 cm v prostoru, stačí pro nastavení stejných drah měřit vzdálenosti mezi optickými objekty, čehož je možné dosáhnout s přeností na 1 cm. Při kratších pulzech (řádově 100 fs) je nutné použít zpoždovací linku, kterou lze posouvat např. mikrometrickým šroubem, díky čemuž je možno prodlužovat nebo zkracovat dráhu jednoho ramene s přesností na deset mikrometrů, což odpovídá délce asi 30 fs.

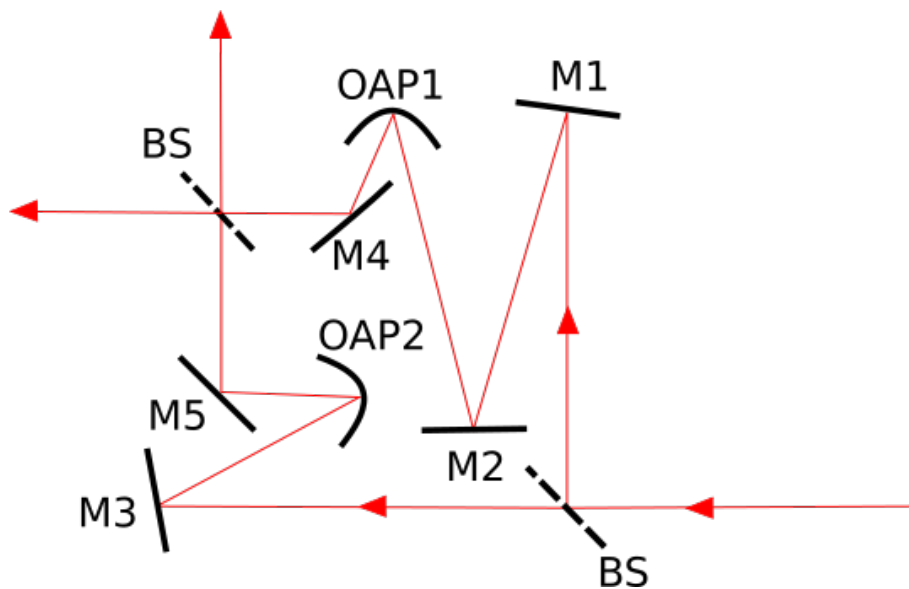
Celá aparatura byla připevněna na optickou desku o rozměrech 450 mm × 600 mm (Obr.2.4). Jelikož budeme sestavu synchronizovat na femtosekundovém laseru, byla ještě přidána zpoždovací linka do ramene hlavního pulzu (mohla být i v druhé větvi), skládající se ze dvou pevných rovinných zrcadel a dalších dvou rovinných zrcadel připevněných na pohyblivé věži. Tato zrcadla mají průměr 1". Protože hlavní svazek Ti:safírové laboratoři PALS má průměr 50 mm, bude potřeba tento svazek zpožďovat pomocí zpoždovací linky v laserovém systému.

Sestava byla nejprve nastavena tak, aby se svazky překrývaly na druhém

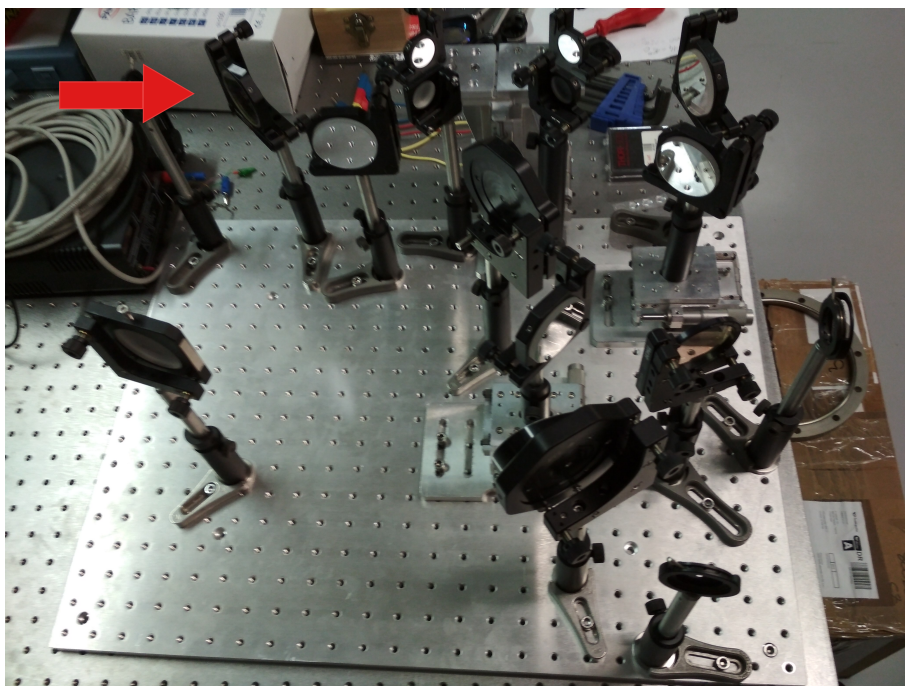


Obr. 2.2: Schéma Machova-Zehnderova interferometru

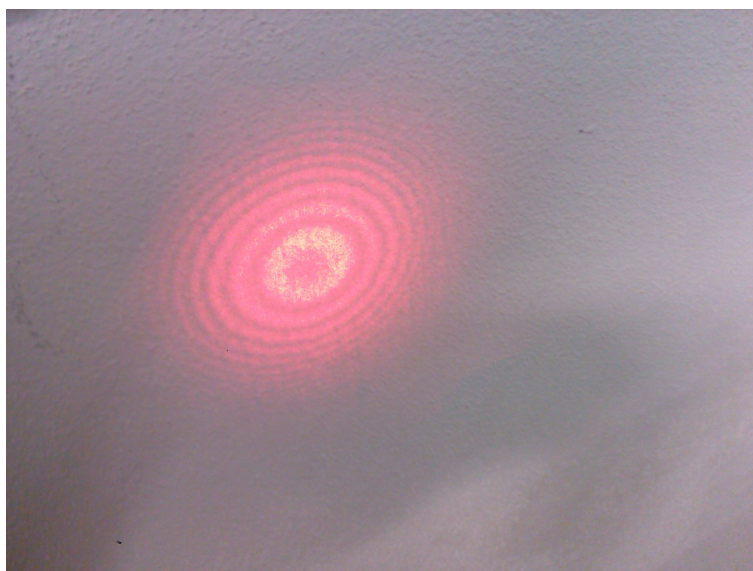
polopropustném zrcadle. Tím byla dosažena interference (viz Obr. 2.5), avšak ne překrytí ohnisek.



Obr. 2.3: Schéma experimentu: polopropustná zrcadla **BS**, rovinná zrcadla **M**, mimoosá parabolická zrcadla **OAP**



Obr. 2.4: Experimentální sestava, vstup pro laser v levém horním rohu (červená šipka)



Obr. 2.5: Interference na He-Ne laseru znázorňující překrytí obou svazků

2.1 Optimalizace mimoosých parabolických zrcadel

Důležitým prvkem v naší soustavě jsou správně optimalizovaná mimoosá parabolická zrcadla. Tato zrcadla totiž fokusují nejlépe pouze do jednoho bodu, který dán mimoosým úhlem (v našem případě 30°). Dalším problémem je umístění paraboly v držáku. Pokud rotujeme parabolou okolo jejího středu, mění se poloha ohniska tak, že se ohnisko pohybuje po kružnici.

Jelikož při optimalizování paraboly většinou ohnisko neleží na ose experimentu, je osa procházející středem paraboly a ohniskem pod úhlem. Pokud se optimalizuje pouze jedna parabola, je možné tuto odchylku korigovat řídicím zrcadlem. V našem případě, kdy optimalizujeme obě paraboly současně, ale nemůžeme takto využít řídicí zrcadla, protože potřebujeme, aby se ohniska překrývala a aby svazky byly na sebe kolmé. Experimentálně však nelze zařídit, aby byl úhel mezi svazky přesně 90° . Nicméně malá odchylka nepředstavuje ze simulací velký problém, injekce stále proběhne, jen nebude optimální.

Optimalizace ohniska se dělá náklopy (horizontální a vertikální) parabolického zrcadla. Tím, že ohnisko leží na kružnici, se mění jeho poloha v prostoru. Protože ohniska obou parabol musí ležet v přesně daném bodě, je tedy nutné optimalizaci udělat velmi přesně tak, aby se obě ohniska prostorově překrývala. Musí se tedy ještě parabola rotovat.

2.1.1 Optimalizace na He-Ne laseru

Paraboly byly nejprve optimalizovány pomocí He-Ne laseru a CMOS kamery Basler acA1280-60gm s velikostí pixelu $5,3 \mu\text{m} \times 5,3 \mu\text{m}$ [5]. Svazek vycházející z He-Ne laseru byl rozšířen a kolimován na průměr asi 15 mm pomocí expandéru. Pro vlnovou délku laseru $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ jsme určili průměry svazku v ohnisku na

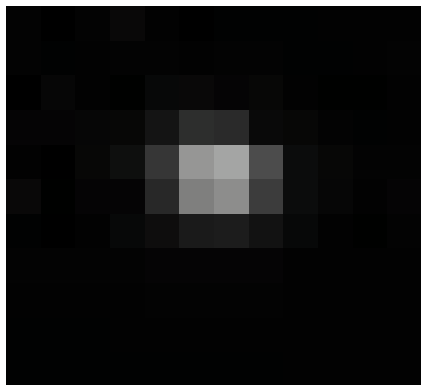
$$d_1 = 2w_{0,1} = 8,7 \mu\text{m}, \quad \text{pro } f_1 = 163 \text{ mm} \quad (2.1)$$

a

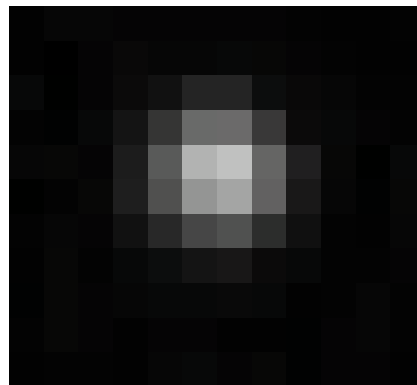
$$d_2 = 2w_{0,2} = 14,6 \mu\text{m}, \quad \text{pro } f_2 = 272 \text{ mm}. \quad (2.2)$$

Tedy počet pixelů zobrazeného ohniska pro parabolu **OAP1** je asi 2×2 px a pro **OAP2** asi 3×3 px. Na Obr. 2.6 a Obr. 2.7 jsou kamerou zobrazena ohniska v nejmenší velikosti, jakou jsme byli schopni dosáhnout. Z obrázků

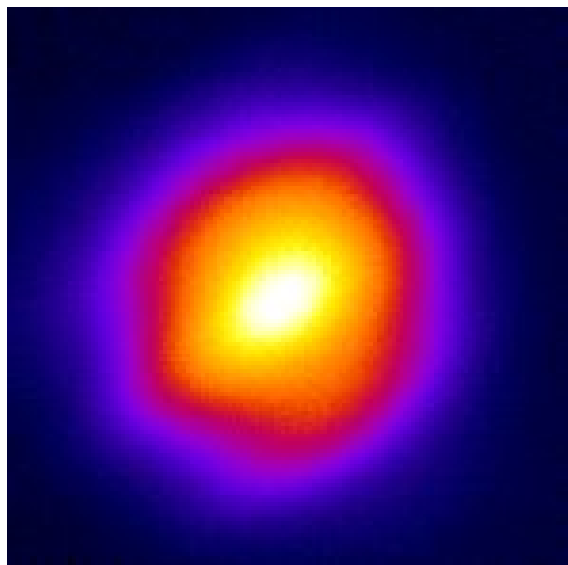
lze vidět, že svazek byl fokusován na velikost blíží se difrakčnímu limitu oběma parabolama.



Obr. 2.6: Ohnisko parabolického zrcadla **OAP1** zobrazeno kamerou Basler [5]



Obr. 2.7: Ohnisko parabolického zrcadla **OAP2** zobrazeno kamerou Basler [5]



Obr. 2.8: Ohnisko testovací paraboly zobrazeno mikroskopickým objektivem se zvětšením 10

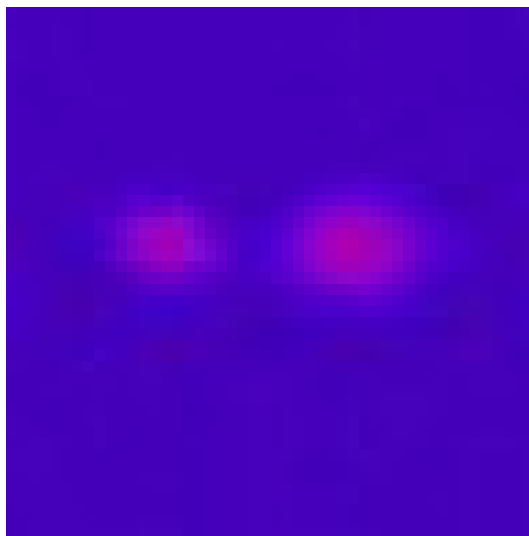
Pro přesnější monitorování ohniska se obvykle využívá mikroskopický objektiv (Obr. 2.8). Vzhledem ke kolmé geometrii to v našem případě nelze použít, protože mikroskopický objektiv nemá dostatečnou numerickou aperturu, aby zaznamenal obě ohniska.

Pro zajištění prostorového překrytí jsme kameru vložili do místa, kde se oba svazky protínají tak, aby na ní bylo možno zobrazit obě ohniska zároveň, tedy aby s každým svazkem svírala úhel přibližně 45° . V tomto případě bylo potřeba použít jinou kameru, jelikož čip kamery Basler [5] byl příliš zapuštěn do krytu a nebylo možné na ní oba svazky zobrazit.

Proto byla použita desková CMOS kamera UI-1642LE [6] s menší velikostí pixelů ($3,6 \mu\text{m} \times 3,6 \mu\text{m}$), aby bylo možné pozorovat ohnisko s dostatečným rozlišením. Při takto dané kameře se ale ohniska v horizontálním směru prodlužují přibližně $\sqrt{2}$ krát, nicméně ve vertikální směru se jejich rozměr nezmění.

Pozice ohnisek lze měnit přibližováním (nebo oddalováním) řídicích zrcadel k parabole, a tak dosáhnout překrytí obou ohnisek. Nevýhoda ovšem je, že se mění i úhel, pod kterým se svazky střetávají.

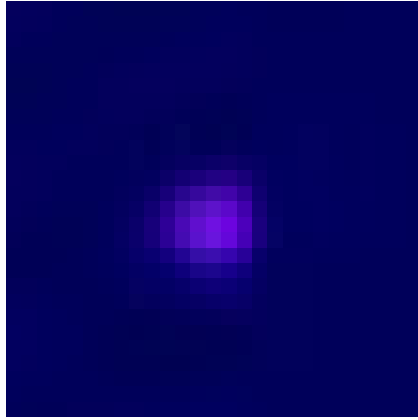
Obě paraboly jsme znovu optimalizovali, jelikož bylo možné díky jiné kameře dosáhnout menších ohnisek. Výsledná ohniska jsou zobrazena na Obr. 2.9. Dále byla pro určení úhlu mezi oběma svazky kamera umístěna kolmo na každý svazek (Obr. 2.10 a Obr. 2.11).



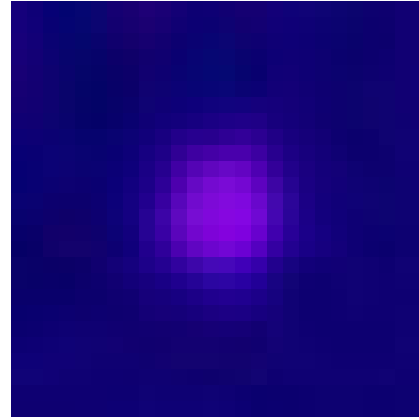
Obr. 2.9: Ohniska obou optimalizovaných parabol, kamera vložena pod úhlem k oboum svazkům. Při této konfiguraci se velikost ohnisek prodlužuje v horizontálním směru

Hodnoty intenzit ohnisek jsme vynesli do grafu proložili 2D Gaussovou funkcí

$$f(x,y) = a_1 \exp\left(-\frac{(x-b_1)^2}{2c_1^2}\right) a_2 \exp\left(-\frac{(y-b_2)^2}{2c_2^2}\right) + d, \quad (2.3)$$



Obr. 2.10: Ohnisko optimalizované paraboly **OAP1**, kamera kolmo



Obr. 2.11: Ohnisko optimalizované paraboly **OAP2**, kamera kolmo

kde $a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2$ a d jsou neznámé parametry. Přičemž nejvíce zajímavé jsou c_1 a c_2 , protože určují velikost svazku. Šířku v polovině maxima (FWHM) lze potom zjistit pomocí vztahu

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} c_{(1,2)}. \quad (2.4)$$

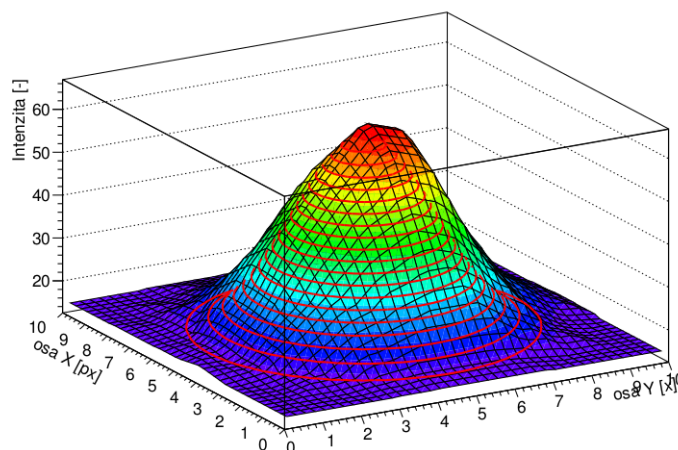
Výsledky parametrů fitu určující velikost svazku jsou uvedeny v Tab. 2.1. Grafy jsou na Obr. 2.14, Obr. 2.12 a Obr. 2.13. Šířka ohniska v polovině maxima je tedy podle vztahu (2.4) $\text{FWHM}_{\text{OAP1}} = (4,24 \pm 0,05) \text{ px} = (15,3 \pm 0,2) \mu\text{m}$ pro **OAP1** a $\text{FWHM}_{\text{OAP2}} = (5,60 \pm 0,05) \text{ px} = (20,2 \pm 0,2) \mu\text{m}$ pro **OAP2**. Úhel Θ , který spolu svazky svírají, lze vypočítat podle vztahu

$$\Theta_{(1,2)} = \arccos \frac{c_{(1,2)}}{c_{(1,2)a}} + \arccos \frac{c'_{(1,2)}}{c'_{(1,2)a}} \quad (2.5)$$

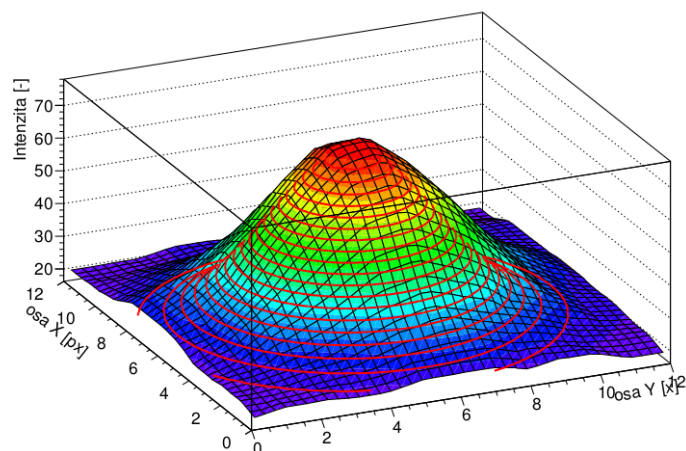
kde c , resp. c' značí velikost ohniska **OAP1**, resp. **OAP2**, index 1, resp. 2 značí horizontální, resp. vertikální směr a index a ohnisko zobrazené kamerou pod úhlem. V horizontálním směru se paprsky srážejí pod úhlem $\Theta_1 = (84,81 \pm 0,03)^\circ$ a ve vertikálním směru $\Theta_2 = (31,0 \pm 0,2)^\circ$.

	c_1 [px]	c_2 [px]
OAP1_a	$2,56 \pm 0,03$	$1,81 \pm 0,02$
OAP2_a	$3,07 \pm 0,07$	$2,77 \pm 0,07$
OAP1	$1,82 \pm 0,02$	$1,86 \pm 0,03$
OAP2	$2,38 \pm 0,02$	$2,51 \pm 0,02$

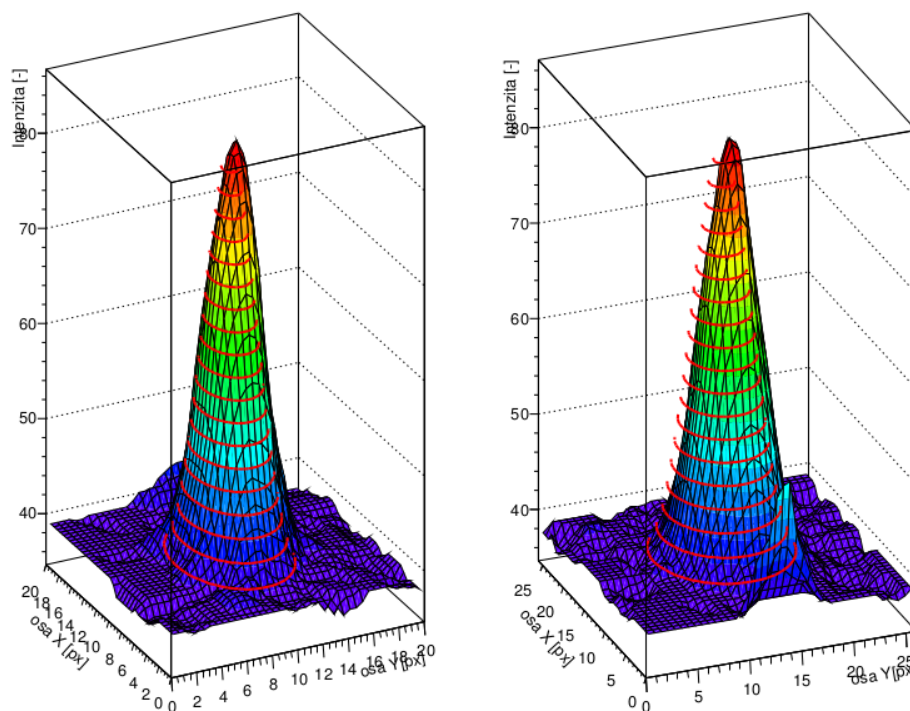
Tabulka 2.1: Výsledky fitu grafu ohnisek funkcí (2.3) při vložené kameře pod úhlem k obou svazkům **OAP1_a** a **OAP2_a** a při kameře kolmo ke svazkům **OAP1** a **OAP2**



Obr. 2.12: Ohnisko paraboly **OAP1** s fitem (červeně) funkcí 2.3), kamera kolmo na svazek



Obr. 2.13: Ohnisko paraboly **OAP2** s fitem (červeně) funkcí 2.3), kamera kolmo na svazek



Obr. 2.14: Ohniska paraboly **OAP1** (vlevo) a **OAP2** (vpravo) a fitu (červeně) funkcí (2.3), kamera pod úhlem k obou svazkům

2.2 Synchronizace na femtosekundovém laseru

Posledním krokem pro synchronizaci impulzů bylo časové překrytí ohnisek. To bylo provedeno na infračerveném, femtosekundovém laseru ve školní laboratoři FJFI v Tróji, který má délku pulzu asi 70 fs.

Časového překrytí lze docílit dvěma metodami. Buď interferometricky, pozorováním svazků kamerou, nebo generací součtové frekvence (nejčastěji druhé harmonické). Pro generaci druhé harmoniky se využívá krystalu nebo laserové jiskry. Laserové jiskry jsme ale využili pouze pro prostorové překrytí ohnisek, jelikož se plazmata vytvořená v každém ohnisku navzájem ovlivňovala. Proto jsme pro synchronizaci zvolili interferometrickou metodu.

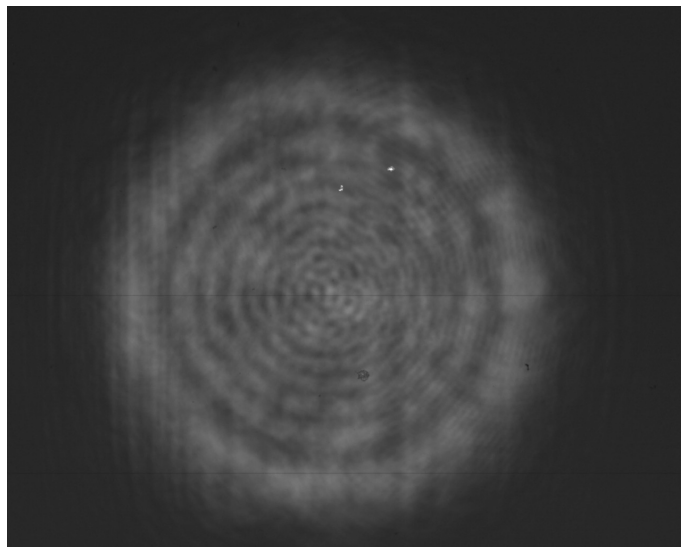
Do společného ohniska obou parabol jsme vložili polopropustné zrcadlo a nastavili tak, aby se prošlé a odražené svazky překrývaly na stínítku. Místo stínítka byla potom použita kamera, na které jsme sledovali svazky.

Na Obr. 2.15, resp. Obr. 2.16 je svazek vycházející z paraboly **OAP1**, resp. **OAP2** při zmenšení svazku pomocí clony na vstupu do soustavy, proto je na nich vidět difrakce. Na Obr. 2.17 jsou zobrazeny překryté oba svazky.

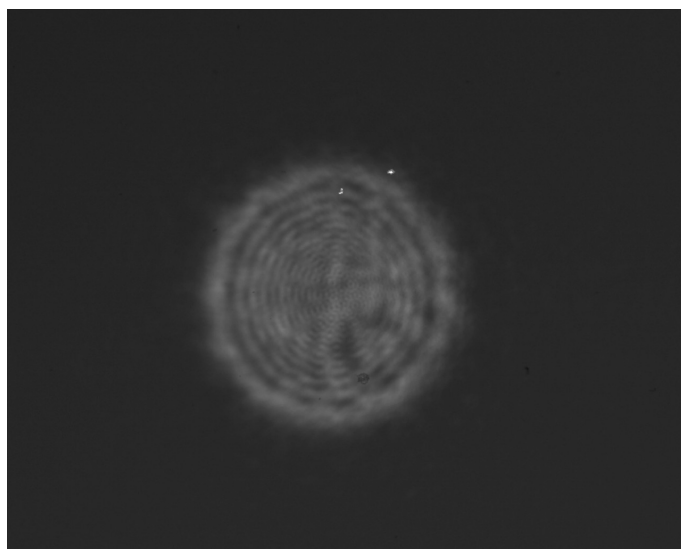
Jemným nastavováním zpoždovací linky bylo nakonec dosaženo interferenčních obrazců, a tím i časového překrytí obou pulzů v rámci desítek femtosekund. Zpoždovací linku jsme nastavili tak, aby byly interferenční obrazce přibližně uprostřed kamery (Obr. 2.18).

Abychom zjistili v jakém rozmezí se svazky spolu interagují, posouvali jsme mikrometrickým šroubem vždy o 20 μm v jednom (a potom v druhém) směru, dokud byly stále vidět interferenční proužky. Z obrázku Obr. 2.19, kde je vynesena intenzita proužků jako funkce posunu šroubu, lze vidět, že interference probíhala v rozmezí posunu šroubu od -60 μm do +40 μm , Závislost intenzity proužků na posunu šroubu jsme potom proložili Gaussovou funkcí a z parametru fitu určili $\text{FWHM} = (89 \pm 7) \mu\text{m}$. Změna délky zpoždovací dráhy je tedy o $(178 \pm 14) \mu\text{m}$, což je úměrné koherenční délce.

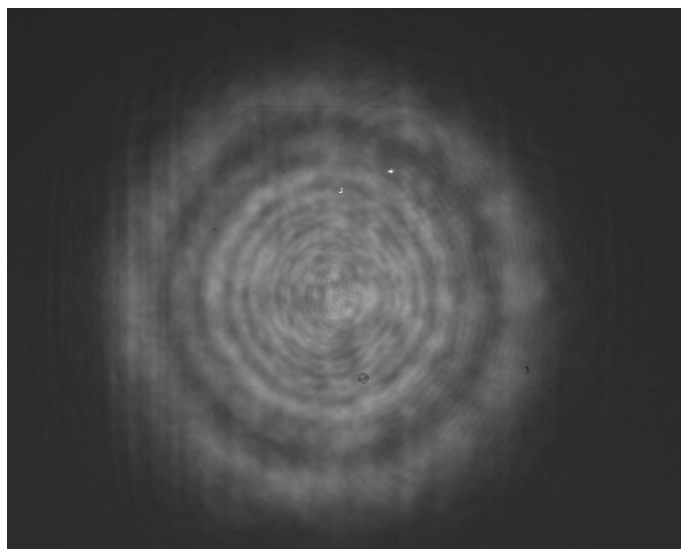
Nakonec jsme vyzkoušeli generovat vyšší harmonické pomocí krystalu. Nicméně jsme nejspíše kvůli nízké energii laseru žádnou vyšší harmonickou nepozorovali.



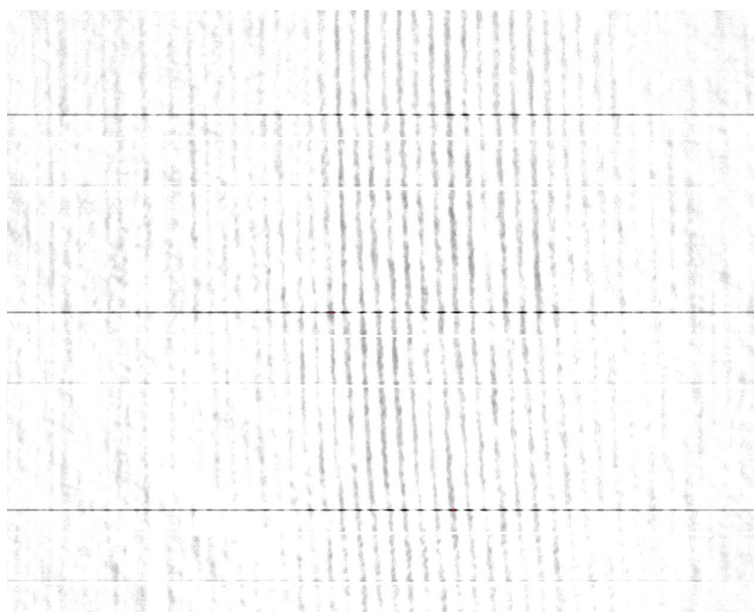
Obr. 2.15: Svazek vycházející z **OAP1**



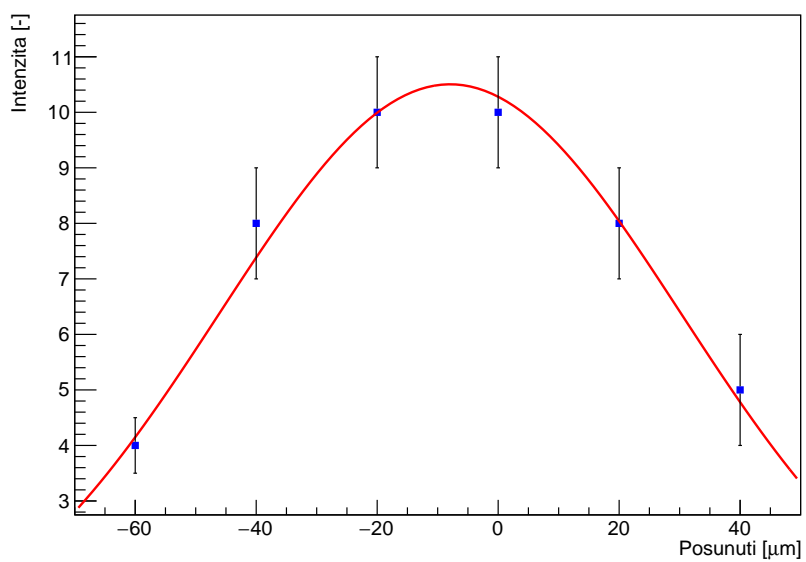
Obr. 2.16: Svazek vycházející z **OAP2**



Obr. 2.17: Překrytí svazků z obou parabol



Obr. 2.18: Interference na fs laseru zobrazující časové překrytí pulzů



Obr. 2.19: Závislost intenzity interferenčních proužků na posunu mikrometrického šroubu a fit Gaussovou funkcí (červeně)

Závěr

Cílem této práce bylo navrhnout a optimalizovat testovací optické sestavy pro přesnou synchronizaci femtosekundových laserových impulzů, která slouží k optické injekci elektronového svazku do plazmové vlny pomocí kolmého injektoru.

V Kapitole 1 bylo uvedeno stručné popsání tohoto injekčního mechanismu spolu s výsledky simulací.

V kapitole 2 byla navržena experimentální sestava. Dále je popsána technika, pomocí které lze optimalizovat parabolická zrcadla. Kvůli průměrům svazků v Ti:safírové laboratoři PALS, byla vybrána parabolická zrcadla, která fokusují svazky, s ohniskovou vzdáleností $f_1 = 163$ mm a $f_2 = 272$ mm. Odpovídající rozměry svazku v ohnisku jsou $w_{0,1} = 4,2$ μm a $w_{0,2} = 2,8$ μm pro infračervený laser.

Optimalizace parabol a prostorové překrytí ohnisek probíhaly na He-Ne laseru. Pomocí něj jsme dokázali svazek, který byl rozšířený na průměr 15 mm, fokusovat na $\text{FWHM}_{\text{OAP1}} = (15,3 \pm 0,2)$ μm pro parabolou s f_1 a $\text{FWHM}_{\text{OAP2}} = (20,2 \pm 0,2)$ μm pro parabolou s f_2 .

Úhel, ve kterém se svazky srážejí v horizontální směru, jsme určili na $\Theta_1 = (84,81 \pm 0,03)^\circ$ a ve vertikálním směru na $\Theta_2 = (31,0 \pm 0,2)^\circ$.

Časová synchronizace byla usketečněna pomocí infračerveného femtosekundového laseru ve školní laboratoři FJFI v Tróji s délkou pulzu 70 fs. Pro časové překrytí ohnisek byla použita interferenční metoda, při které byly pozorovány interferenční obrazce na kameře. Upravováním délky dráhy jednoho svazku pomocí zpoždovací linky jsme zjistili, že rozmezí, ve kterém se svazky stále interferují má velikost asi 178 μm , což odpovídá v čase asi 530 fs.

Uskutečnění samotné injekce elektronové je potom plánováno v Ti:safírové laboratoři PALS, kde pro řídicí a injekční svazek bude použit svazek z prvního a nultého řádu z hlavního kompresoru.

Literatura

- [1] Horný et al, Short electron bunches generated by perpendicularly crossing laser pulses, *Phys. Plasmas* 24 (2017) 103125
- [2] Horný et al, Optical injection dynamics in two laser wakefield acceleration configurations, *PPCF* 60 (2018) 064009
- [3] E. Esarey, C.B. Schroeder, and W. P. Leemans: Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009) 1229
- [4] Horný, Krůs, soukromá komunikace
- [5] Kamera Basler acA1280-60gm, <https://www.baslerweb.com/en/products/cameras/area-scan-cameras/ace/aca1280-60gm/> [online: 10.9.2018]
- [6] IDS kamera UI-1642LE, <https://en.ids-imaging.com/store/products/cameras/ui-1642le.html> [online: 12.9.2018]