

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikální inženýrská

Katedra fyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Modifikace supersonické trysky pro urychlování v
brázdovém poli laseru s kontrolovaným
vstřikováním elektronů.

Autor: Ekaterina Eremenko
Vedoucí: Ing. Michal Nevrkla, Ph.D
Akademický rok: 2017/2018

Na toto místo přijde svázat **zadání bakalářské/diplomové práce!**
V jednom z výtisků musí být **originál** zadání, v ostatních kopie.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu.

V Praze

.....
Ekaterina Eremenko

Poděkování

Chtěla bych poděkovat Ing. Michalovi Nevrklovi, Ph.D. za jeho trpělivost, vedení mé bakalářské práce a také za jeho pomoc s jazykovou korekturou textu.

Ekaterina Eremenko

Název práce: Modifikace supersonické trysky pro urychlování v brázdovém poli laseru s kontrolovaným vstřikováním elektronů.

Autor: Ekaterina Eremenko

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Michal Nevrkla, Ph.D. Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikální inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Bc. Sebastian Lorenz. Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikální inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: V práci je provedeno měření hustoty plynu nad supersonickou tryskou pomocí Mach-Zehnderova interferometru. Tryska je využívána pro experimenty laserového urychlování částic v plazmatu na ELI-Beamlines. Bylo demonstrováno vytvoření rázové vlny umístěním žiletky nad tryskou. Takto modifikovaná tryska bude využita pro experimenty pro kontrolované vstřikování elektronů na spádu hustoty při urychlování metodou LWFA. Naměřené výsledky jsou ve dobré shodě s CFD simulací v kódu FLUENT.

Klíčová slova: LWFA, down-ramp, Mach-Zehnderův interferometr, supersonická tryska, profil hustoty

***Title:* Shaping of The Supersonic Gas Jet for Laser Wakefield Accelerators with Controlled Electron Beam Injection.**

Author: Ekaterina Eremenko

Abstract: In this thesis, the gas density measurement is performed over the supersonic nozzle using the Mach-Zehnder interferometer. The nozzle is used for ELI-Beamlines plasma laser acceleration experiments. Shock-wave formation was demonstrated by placing the razor blade over the nozzle. This modified nozzle will be used for LWFA experiments for controlled electron injection on density down-ramp. Measured results are in good agreement with the CFD simulation in the FLUENT code.

Key words: LWFA, down-ramp, Mach-Zehnder interferometer, supersonic nozzle, density map

Obsah

1	Urychlování elektronů	9
1.1	Urychlování částic v plazmatu.	9
1.2	LWFA	9
1.3	Vstřikování elektronů	10
1.3.1	Auto-injekce	10
1.3.2	Down-ramp injekce	11
2	Metody měření hustoty plynu	12
2.1	Interferometrie	12
2.1.1	Abelova transformace	13
2.1.2	Radonova transformace	13
2.1.3	MART	14
2.2	Typy interferometrů	15
2.2.1	Rayleighův interferometr	15
2.2.2	Michelsonův interferometr	15
2.2.3	Mach-Zehnderův interferometr	16
2.2.4	Sagnacův interferometr	17
2.2.5	Nomarského interferometr	18
2.3	Deflektometrie	18
2.3.1	Stínografie	18
2.3.2	Shlierovo zobrazení	19
3	Měření a analýza výsledků	20
3.1	Konfigurace experimentu	20
3.2	Analýza výsledků	22
3.2.1	Měření trysky bez nože	22
3.2.2	Porovnání s simulací bez nože	26
3.2.3	Měření trysky s nožem	28
3.2.4	Porovnání s simulací s nožem	30

Úvod

V současném světě vysoko energetické svazky částic jsou široce používány nejenom ve výzkumu spojeným z fyzikou vysokých energií, ale i v jiných aspektech života, například urychlené částice mohou být využity v medicíně pro léčbu nádorů a pro zkoumání mikroskopických struktur, existují také i další aplikace, např. v průmyslu.

Pro urychlování elektronů se běžně používají lineární a kruhové urychlovače, přičemž vyžádanější jsou lineární urychlovače, na kterých elektrony neztrácejí energii synchrotronním zářením při zatáčení. Elektrické pole dosažitelné v konvenčních urychlovačích je limitováno hodnotou 100 MV/m, což vede k stavbě akcelérátoru stovky metru až kilometry dlouhých. Urychlovače založené na urychlování svazků v ionizovaném plazmatu mohou oproti tomu udržet elektrické pole řádově kolem 100 GV/m. Tento typ urychlovačů může být řešením problému stavby velkých finančně náročných zařízení.

Jedním ze způsobů jak urychlit svazek částic v plazmatu je aplikace ultrakrátkého vysoce intenzivního laserového pulzu na plynový terč, účel kterého splňuje supersonická tryska. Při užití tohoto typu urychlování svazek může být urychlen na potřebné vysoké energie na milimetrové vzdálenosti.

Největším problémem laserových urychlovačů je nestabilita výsledného svazku, což se dá ovlivnit různými metodami kontrolovaného vstřikování částic. Jedna z takových metod je technika využívající spád hustoty plynu. Spádu hustoty nad supersonickou tryskou lze dosáhnout vytvořením rázové vlny částečným zacloněním trysky žiletkou.

Na to aby vstřikování bylo kontrolované a k pochopení chování plynu nad tryskou je zapotřebí změřit profil rozložení hustoty částic nad tryskou a určit závislost hustoty na poloze nad tryskou a na velikosti přidaného tlaku plynu.

Na začátku práce bude stručně popsán princip fungování urychlování elektronů v plazmatu, zvláště metodou LWFA a rozebrány metody vstřikování částic, především metoda down-ramp injekce. Dále bude provedena rešerše metod, které mohou být použity pro měření profilu hustoty plynu nad tryskou.

V následující části práce bude vybrána jedna z možných metod měření, navrhnutá a postavena aparatura pro samotné měření. Bude provedeno měření rozložení hustoty nad tryskou, která bude používána pro laserové experimenty v ELI-Beamlines. Kromě toho bude proměřen profil hustoty nad částečně zacloněnou žiletkou tryskou.

Kapitola 1

1 Urychlování elektronů

Urychlování částic v plazmatu je založeno na tvorbě plazmových vln, tzv. brázdového pole, pomocí elektromagnetického pole, např. pomocí laserového pulzu. Elektrické pole plazmové vlny vybuze v plazmatu může dosahovat 10^9 V/m pro hustotu plazmatu řádově $n_e = 10^{18}$ cm⁻³, když oproti tomu maximální hodnota dosažitelná v současných konvenčních urychlovačích je 100 MV/m převážně kvůli výboji na stěnách urychlovače.

1.1 Urychlování částic v plazmatu.

Plazma je kvazineutrální soubor ionizovaných a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [1]. Částice v plazmatu se na sebe působí převážně Lorentzovou silou, což ve výsledku umožňuje vytváření silného elektrického pole.

Při působení na kvazineutrální plazma dost silným elektromagnetickým polem dojde k tomu, že elektrony, jenž mají značně menší hmotnost, budou oddělené od iontu, kvůli čemuž bude narušena kvazineutralita plazmatu. Vytvoří se elektrické pole, které se bude snažit vracet přemístěné elektrony na jejich původní místa, což povede k oscilačnímu pohybu částic. Porušení může být dosaženo průchodem relativistického svazku elektronů nebo jednoho a více laserových pulzů.

Existuje více druhů urychlování elektronů v plazmatu [2],[3]:

- Plasma WakeField Acceleration - porušení plazmatu probíhá pomocí svazku elektronů,
- Laser Beat-Wave Acceleration - v tomto případě jsou používány dva laserové pulzy různých frekvencí,
- Laser WakeField Acceleration - vlna v plazmatu je tvořena pomocí krátkého vysoce intenzivního laserového pulzu.

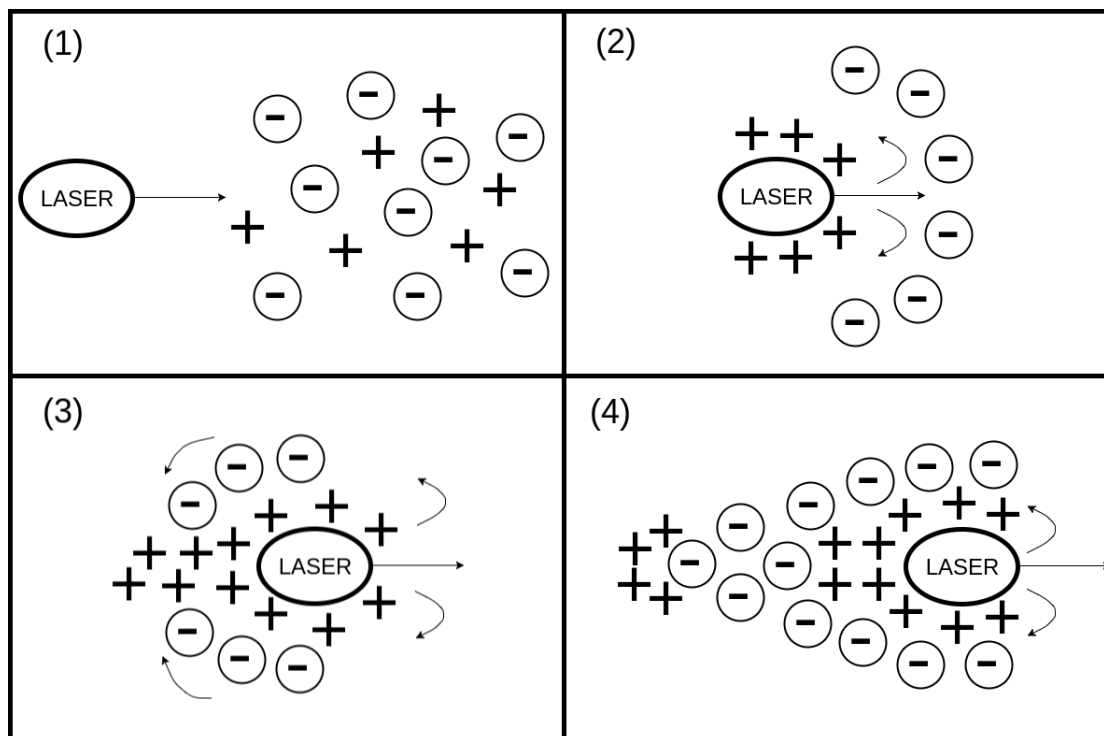
1.2 LWFA

Brázdové pole může být vybuze průchodem intenzivního laserového impulsu s vlnovou délkou λ_0 plazmatem s hustotou menší než kritická $n_c = 1.1 \cdot 10^{21}/\lambda^2$ cm⁻³.

Laserová vlna šířící se plazmatem působí na elektrony ponderomotorickou silou, která působí ve směru změny velikosti elektrického pole, což v případě šíření laseru v plazmatu znamená, že síla vytlačuje elektrony z ohniska pulzu rovnoměrně ve všech možných směrech. Tímto pohybem je narušena kvazineutralita plazmatu, což jak bylo popsáno dříve vede k vytváření silného elektrického pole. Toto pole působí na elektrony a donucuje je vracet se nazpět do rovnovážné polohy již z větší energií než elektrony měli na začátku procesu, kvůli čemuž částice přeletí svoji původní polohu a začnou oscilovat. Kvůli těmto dějům se v plazmatu za propagujícím svazkem laseru vytváří periodická vlna. [4]

Dost intenzivní laserový impuls vytlačí ze své cesty všechny elektrony a vytvoří za sebou bublinu ve které se nacházejí pouze ionty, což vede k produkci silného elektrického

pole, průběh tohoto procesu je znázorněn na Obr. 1. Svazek elektronů vstříknutý do plazmové vlny propagující za laserem bude v brázdovém poli urychlen.



Obr. 1: Propagace laserového pulzu v plazmatu.

1.3 Vstřikování elektronů

Svazek urychlený pomocí LWFA obecně není dost stabilní na to, aby mohl být dále využit. Pro dosažení stabilního mono-energetického svazku je potřeba elektrony kontrolovaně vstřikovat do plazmové vlny, což může být dosaženo např. překlopením příčné vlny plazmatu na gradientu hustoty.

Metody vstřikování elektronů jsou například [5] :

- Auto-injekce - pro vstřikování využívá překlopení plazmové vlny.
- Down-ramp injekce - využívá se spád hustoty, který vede k zachycení svazku elektronů za laserovým impulzem.
- Injekce kolizí dvou pulzů - elektrony jsou uvázány pomocí druhého krátkého laserového pulzu.
- Injekce ionizací - zachycení dosaženo pomocí přidávání plynu z větší ionizační energií.

1.3.1 Auto-injekce

Auto-injekce (ang. self-injection) je nejjednodušší způsob vstřikování, který je založen na překlopení vlny plazmatu, což vede k zachycení elektronů.

Když amplituda plazmové vlny dosahuje určité výšky, elektrony v plazmatu získávají rychlost větší než fázová rychlost samotné vlny a dochází k překlopení vlny. Při překlopení elektrony získávají rychlost větší, než fázová rychlost vlny a přestávají sledovat fluidní trajektorii plazmatu. Některé z těchto elektronů mohou být zachyceny elektrickým polem plazmové vlny a nadále urychlovány. [5]

Při auto-injekci není možné kontrolovat kde přesně, v jakém čase a s jakou energií byli elektrony vstříknuty. Obvykle elektrony jsou injektovány rovnoměrně v prostoru, proto mají široké spektrum energie ve výsledném svazku. Svazek není dostatečně stabilní pro použití v dalších aplikacích. [6]

1.3.2 Down-ramp injekce

Down-ramp injekce stejně jako předchozí metoda zachycuje elektrony při překlopení plazmové vlny, avšak oproti auto-injekci tento proces je dosažen ne rostoucí amplitudou oscilací, ale kvůli snížení fázové rychlosti plazmatu na spadu hustoty. [7]

Při snížení hustoty plazmatu podél dráhy laseru se sférická vlna sledující laserový pulz expanduje, kvůli poklesu fázové rychlosti plazmatu, což umožňuje podélné zachycení elektronů.

Zatímco sférická vlna se zvětšuje, některé elektrony z pozadí vracející do své rovnovážné polohy spadnou do rozšiřující se bubliny. Jakmile se elektron dostane dovnitř sférické vlny začne na něj působit silné elektrické pole směřující do centra oblasti s nedostatkem elektronů, což vede k zachycení těchto částic v zadní části bubliny.

Sestupné hrany hustoty lze dosáhnout tvorbou rázové vlny - skokové změny fyzikální veličiny, v našem případě hustoty. Taková skoková změna může nastat při nárazu a ohybu nadzvukového plynu na bariéře (např. žiletka nebo nůž).

Kapitola 2

2 Metody měření hustoty plynu

Pro optimalizaci experimentu je potřeba znát rozložení hustoty nad supersonickou tryskou, a v případě užití technologie down-ramp, i s tvorbou rázových vln částečným zacloněním trysky. Dále jsou uvedeny metody pomocí nichž může být profil hustoty proměřen.

2.1 Interferometrie

Světlo je elektromagnetickým vlněním a proto pro něj platí princip superpozice. Interference je důsledkem této vlastnosti. Při skládání dvou vln se skládají jejich amplitudy, ale při detekci vln okem nebo zařízením se pozoruje intenzita vlnění, nikoliv amplituda. Intenzita je definována jako časová střední hodnota kvadratické energetické veličiny a proto při superpozici dvou vln vzniká interferenční člen v kvadratickém výrazu pro intenzitu [8]. Podmínkou vzniku interferenčního jevu je interakce koherentních monochromatických vln.

Při měření hustoty pomocí interferometru kvůli fázovému zpoždění vlny procházející měřeným plynem v jednom rameni, oproti referenčnímu rameni, vzniká posun v interferenčním obrazci φ , který je závislý na indexu lomu plynu $\eta(x)$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (\eta(x) - 1) dx, \quad (1)$$

kde λ je vlnová délka a L je délka dráhy paprsku v plynu. Ze závislosti hustoty na indexu lomu je možné následně z výsledku určit rozložení hustoty nad tryskou.

Vztah mezi hustotou plynu ρ a indexem lomu prostředí η je

$$\rho = \rho_0 \frac{\eta - 1}{\eta_0 - 1}, \quad (2)$$

kde ρ_0 a η_0 jsou hustota a index lomu plynu za standardních podmínek. V Tab. 1 jsou uvedeny indexy lomu některých plynů.

Plyn	η_0 [-]
He	1.000035
Ne	1.000067
Ar	1.000283
Xe	1.000707
H ₂	1.000140
N ₂	1.000298

Tab. 1: Index lomu vybraných plynů. Převzato z [9]

Při měření rozložení hustoty nad tryskou pomocí interferometru na výsledném obrázku z CCD kamery dostáváme 2D projekci 3D objektu. Pro získání funkce hustoty ve 3D je potřeba výsledek transformovat pomocí zpětné Abelove transformace nebo inverzní Radonove transformace (filtrované zpětné projekce).

2.1.1 Abelova transformace

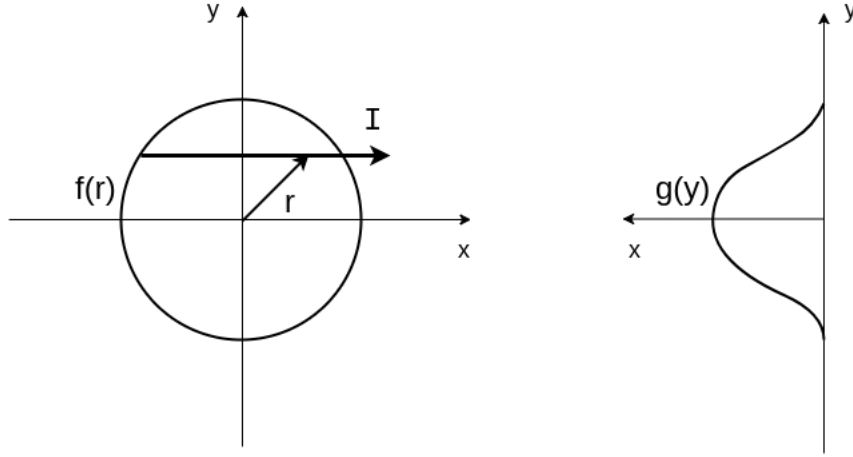
V případě sféricky symetrické trysky zpětně 3D gradient hustoty ve výsledku můžeme získat pomocí inverzní Abelovy transformace [10, 11].

Abelova transformace je integrální transformace, která převádí sféricky a cylindricky symetrické funkce na jejich projekci do roviny (Obr. 2). Transformace funkce $f(r)$ je dána vztahem

$$F(y) = 2 \int_y^\infty \frac{f(r) dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (3)$$

Pro inverzní Abelovou transformaci platí

$$F(y) = -\frac{1}{\pi} \int_y^\infty \frac{dF(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (4)$$



Obr. 2: Abelova transformace funkce $f(r)$ se směrem integrace I .

2.1.2 Radonova transformace

Pro zpracování dat měření hustoty nad nesymetrickou tryskou může být použita metoda založená na inverzní Radonově transformaci, tzv. filtrovaná zpětná projekce [11].

Radonova transformace je integrální transformace převádějící rovinnou funkci na prostor rovinných přímek. Principem transformace je integrace funkce podél přímek ve vzdálenosti s od počátku souřadné soustavy s normálou $\vec{n} = (\cos \alpha, \sin \alpha)$, svírající s osou x úhel α (Obr. 3). Této přímky jsou zadány parametricky

$$(x(t), y(t)) = t(\sin \alpha, -\cos \alpha) + s(\cos \alpha, \sin \alpha). \quad (5)$$

Radonova transformace je definována vztahem

$$R[f(x, y)](\alpha, s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x(t), y(t)) dt. \quad (6)$$

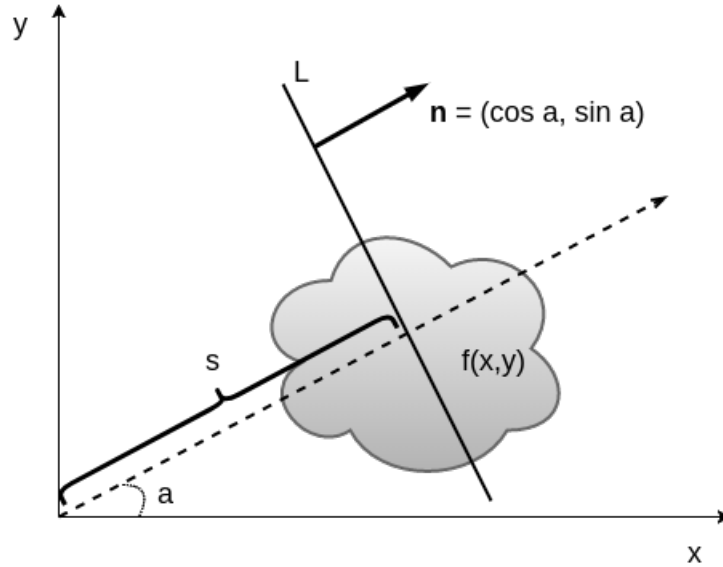
Pro rekonstrukci 3D objektu z naměřených 2D projekcí je potřebná inverzní Radonova transformace. Při aplikaci zpětné projekce dané integrálem

$$\tilde{f}(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R[f(x, y)](\alpha, x \cos \alpha + y \sin \alpha) d\alpha, \quad (7)$$

která průměruje hodnoty $R[f](\alpha, s)$ podél přímk obsahujících vektor $\vec{x}$, nedostaneme původní funkci, ale její rozmazanou verzi. Skutečnou funkci je možné získat pomocí filtrované zpětné projekce, která je založená na volbě vhodného filtru a projekčním teorému, jenž říká, že Radonova transformace je ekvivalentní Fourierove transformaci funkce podél radiálních přímek. Pro filtrovanou zpětnou projekci platí vztah [11, 16]

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty \hat{f}(k, \vec{n}) e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} |k| dk d\alpha, \quad (8)$$

kde $\hat{f}(k, \vec{n})$ je Fourierova transformace funkce f , k je filtr, jenž odstraňuje rozmazání vyvolané aplikováním zpětné projekce.



Obr. 3: Radonova transformace funkce $f(x, y)$ podél přímky L .

2.1.3 MART

Metoda filtrované zpětné projekce se používá pro rekonstrukci 3D objektů při velkém počtu naměřených 2D projekcí. V případě malého počtu projekcí se dají použít algebraické metody rekonstrukce. Jedna z tokových metod je MART - multiplicative algebraic reconstruction technique. [12]

MART je iterační algebraická technika, která řeší systém lineárních rovnic, kde hledané hodnoty rozložení hustoty v každém pixelu výsledného rekonstruovaného obrázku jsou brány jako neznámé.

Algoritmus pro dvě kolmé na sebe projekce $\vec{p}_1$ a $\vec{p}_2$ je

1. Vytvoření jednotkové matice ρ^0 , která má rozměry $m \times n$, kde m je počet bodů v první projekci, n - počet bodů v druhé projekci.

$$\rho^0 = \mathbb{1}. \quad (9)$$

2. Přepočítání hodnot pro každý bod $i, j = 1, \dots, m, n$ rekonstrukci dle vzorce

$$\rho_{i,j}^1 = \rho_{i,j}^0 \left(\frac{p_{1,j}}{\sum_i^m \rho_{i,j}^0} \right)^\alpha, \quad (10)$$

kde $\alpha < 2$ je koeficient konvergence.

3. Další iterace probíhá v druhém směru podle vzorce

$$\rho_{i,j}^2 = \rho_{i,j}^1 \left(\frac{p_{2,i}}{\sum_j^n \rho_{i,j}^1} \right)^\alpha. \quad (11)$$

4. Postupnou aplikací dvou předchozích vztahů je získána rekonstrukce 3D objektu.

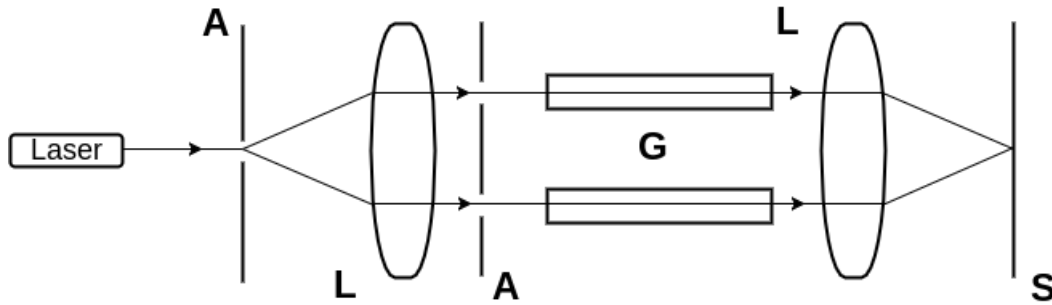
2.2 Typy interferometrů

Interferometry ve svém principu rozdělují světelný paprsek z jednoho zdroje a využívají posun ve fázi při průchodu světla jevem, jenž potřebujeme změřit. Výsledný interferenční obrazec vzniká interakcí referenčního paprsku, jenž nemá fázový posun, a paprsku procházejícího přes měřený objekt. Existují různé druhy interferometrů lišící se principem rozdělování a slučování svazku.

2.2.1 Rayleighův interferometr

Schéma interferometru je na Obr. 4. Světlo ze zdroje prochází štěrbinou, je kolimované a rozděleno na dva svazky pomocí čočky a dvou štěrbin oddělujících svazky od sebe. Interferenční obrazec je pozorován po spojení paprsků pomocí čočky.

Interferometry tohoto typu jsou jednoduché k implementaci a může být použit zdroj bílého světla. Nevýhodou interferometru je, že výsledné interferenční proužky jsou blízko u sebe a mohou být pozorovány pouze s velkým zvětšením, také pro dosažení rozlišitelného obrazce musí být používán bodový nebo čárový zdroj světla.



Obr. 4: Schéma Rayleighova interferometru: A - štěrbina, .

2.2.2 Michelsonův interferometr

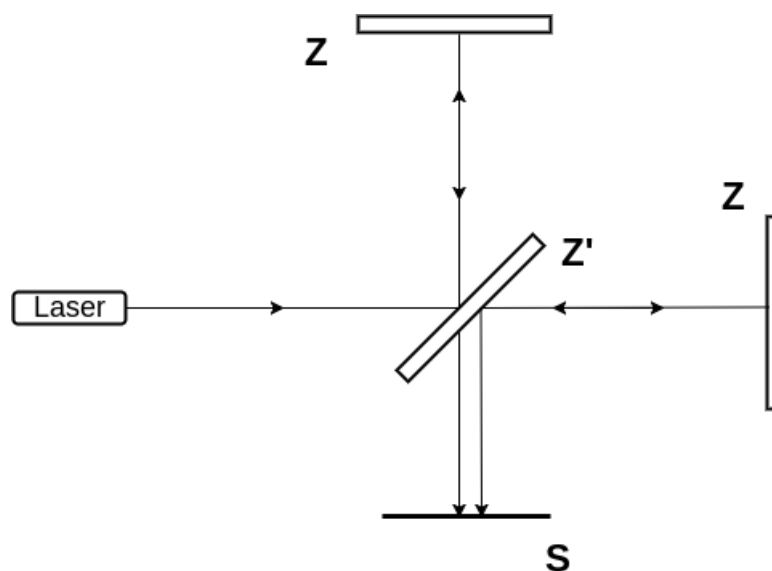
Schéma Michelsonova interferometru je na Obr. 5. Svazek světla je rozdělen na polopropustném zrcadle a po odrazení od zrcadel je sloučen na stejném polopropustném zrcadle.

Výhodou Michelsonova interferometru je dvojnásobná citlivost vůči fázovému posunu, protože svazek světla prochází objektem, jenž měříme, dvakrát - před a po odražení od zrcadla. Na druhou stranu nevýhodou však je to, že paprsky procházející objektem jsou zakřivené a již dopadají na zrcadlo šikmo, což vede k tomu, že nazpět paprsky propagují objektem po jiné dráze a proto je ztracena přesnost výsledků a nelze zaostřit svazek na objekt.

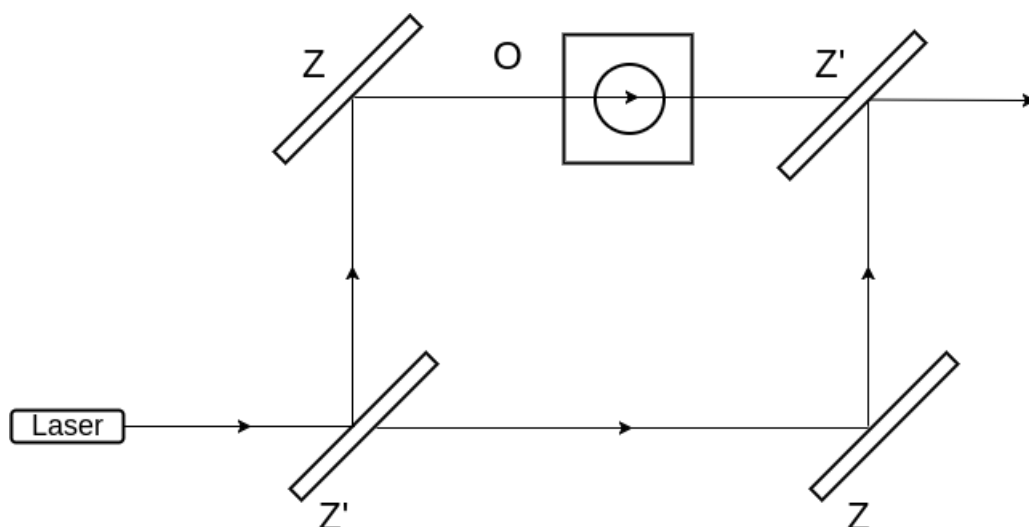
2.2.3 Mach-Zehnderův interferometr

Schéma interferometru je na Obr. 6. Svazek světla se zvětšuje pomocí beam-expanderu (teleskop sestavený ze dvou čoček) a je rozdělen na dva svazky polopropustným zrcadlem. Jeden ze svazků je veden pomocí zrcadla přes objekt, jenž potřebujeme změřit, na něm vznikne fázový posun oproti druhému svazku. Následně tyto dva svazky jsou spojené pomocí polopropustného zrcadla do jednoho, který se zobrazuje na stínítko, což kvůli rozdílu ve fázi umožní pozorovat posun proužků v interferenčním obrazci.

Oproti Michelsonovu interferometru svazek prochází měřeným objektem pouze jednou, což umožňuje zaostření na objektu, ale kvůli tomu také se ztrácí interferometrická citlivost. Interferometr tohoto typu se pro měření rozložení hustoty plynu nad tryskou využívá nejčastěji [9, 11, 13].



Obr. 5: Schéma Michelsonova interferometru: Z - polopropustní zrcadlo, Z - zrcadlo, S - stínítko.

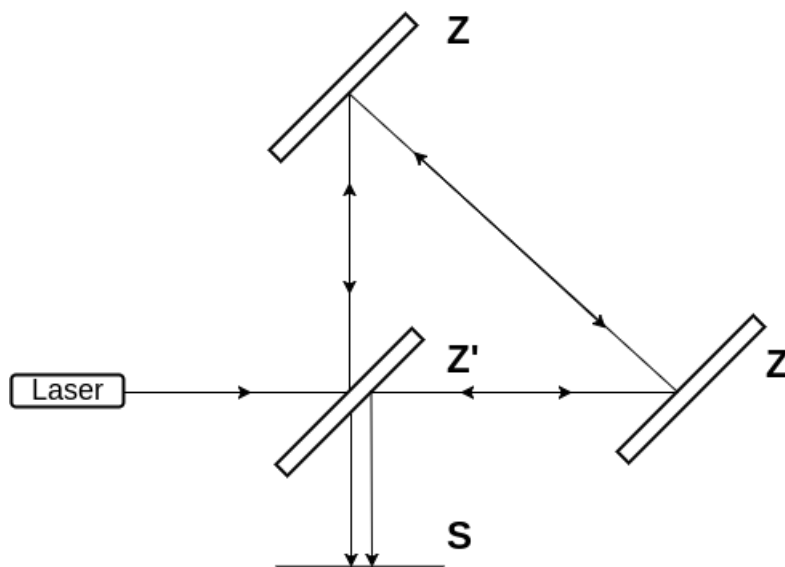


Obr. 6: Schéma Mach-Zehnderova interferometru: Z - polopropustní zrcadlo, Z - zrcadlo, O - objekt.

2.2.4 Sagnacův interferometr

Schéma Sagnacova interferometru je na Obr. 7. Po rozdělení na polopropustném zrcadle svazky se šíří po stejné dráze, ale v opačných směrech. Při umístění měřeného objektu do dráhy svazku nelze naměřit fázový posun, protože se projeví u obou paprsků stejně.

Tento typ interferometru je obvykle používán k měření uhlové rychlosti nebo relativistických jevů při šíření. Při rychlém pohybu v jednom směru nebo rotaci prostředí s dráhou interferometru vzniká rozdíl v rychlostech v obou směrech, který lze detekovat kvůli fázovému posunu na výstupu.

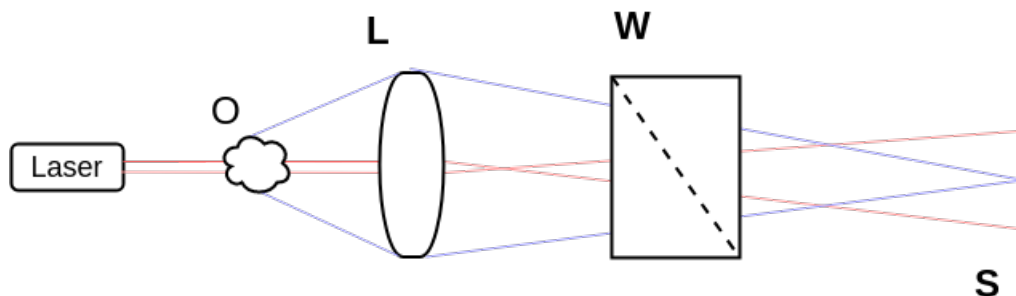


Obr. 7: Schéma Sagnacova interferometru: Z - polopropustní zrcadlo, Z - zrcadlo, S - stínítko.

2.2.5 Nomarského interferometr

Schéma je na Obr. 8. Tento typ interferometru používá jeden svazek světla větší než měřený objekt, přičemž část svazku neprocházející objektem je využita jako referenční. Pomocí Wollastonova hranolu je světelný paprsek po průchodu objektem rozdělen na dva polarizované svazky, které pak spolu interferují a na stínítku je pozorován obrazec vyvolaný fázovým posunem.

Nomarského interferometr se užívá k měření hustoty plazmatu [10] a také jako mikroskop pro pozorování živých buněk.



Obr. 8: Schéma Nomarského interferometru: O - měřený objekt, L - čočka, W - Wollastonův hranol, S - stínítko.

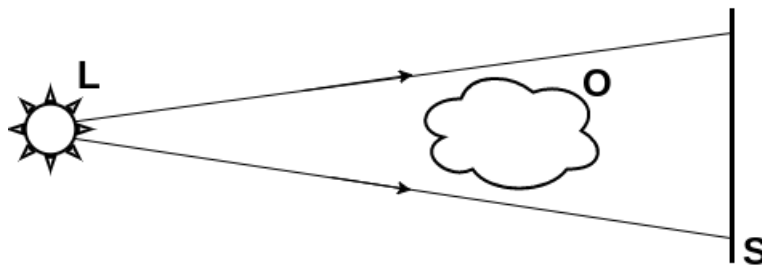
2.3 Deflektometrie

Existuje také řada deflektometrických metod, které stejně jako interferometrie využívají vlastnosti světla. Tyto metody jsou založeny na Snellově zákonu, který říká že světlo se zpomaluje a ohýbá se při změně prostředí. Základem deflektometrických technik je vizualizace ohybu světla na měřeném objektu.

2.3.1 Stínografie

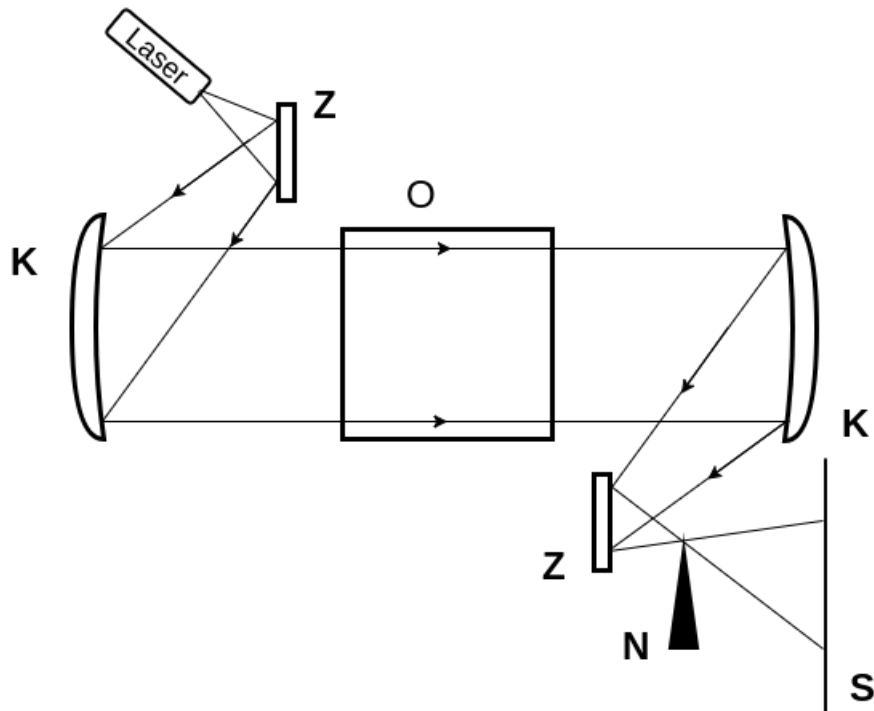
Znázornění metody je na Obr. 9. Stínografie je nejjednodušší metoda k implementaci, využívající zdroj světla, např. rozšířený kolimovaný laserový paprsek, pro zobrazení stínu objektu na stínítko.

Metoda je výhodná pro zobrazování šokových vln a turbulentních toků [15].



Obr. 9: Uspořádání stínografie: L - zdroj světla, O - objekt, S - stínítko.

2.3.2 Shlierovo zobrazení



Obr. 10: Uspořádání schlierova zobrazení: Z - plošné zrcadlo, K - konkávní zrcadlo, O - objekt, N - ostří nože, S - stínítko.

Základní uspořádání metody je na Obr. 10. Měřený objekt je rozmístěn mezi dvěma konkávními zrcadly, laserový svazek je směřován na první zrcadlo, na kterém je kolimován, poté světlo propaguje přes objekt a dopadá na druhé zrcadlo. Ostří nože, které ořezává část dopadajícího světla a tvoří kontrast, je rozmístěno v ohniskové rovině druhého konkávního zrcadla.

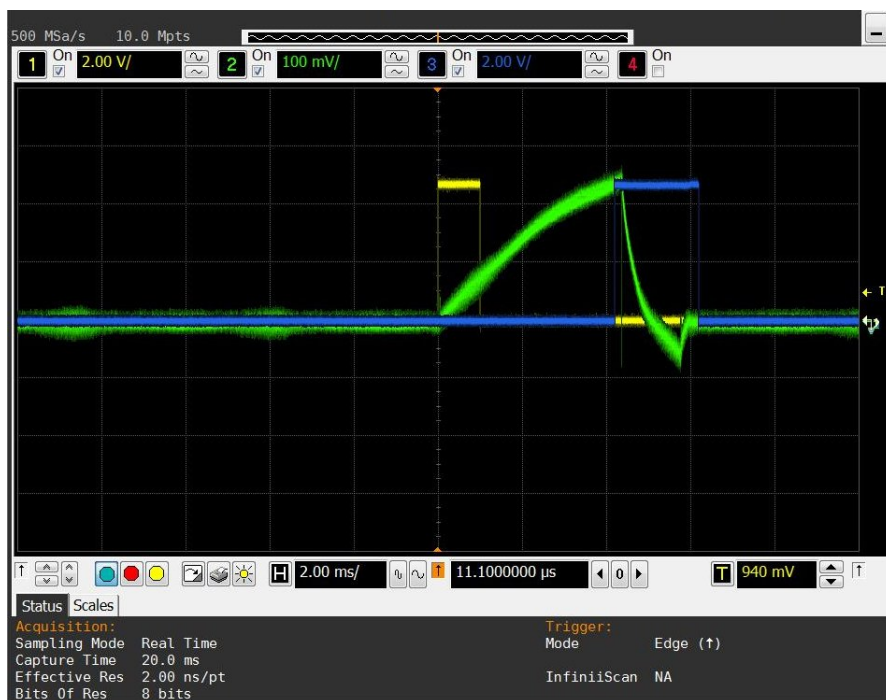
Nůž v ohniskové rovině zajistí aby na stínítko dopadala pouze poloviční intenzita procházejícího světla, přičemž to světlo, které se ohnulo na měřeném objektu, bude mít větší intenzitu v místě kde je ohyb směrem od nože a menší v opačném směru. Na stínítku detekujeme intenzitu paprsků světla, které udává informaci o úhlu jejich ohybu.

Shlierovo zobrazení je méně citlivé k vibracím vyvolaným poruchami v okolí než interferenční metody [14]. Oproti stinografii na stínítko je zobrazen ne stín, ale skutečný obraz objektu. Metoda může být použita pro vizualizaci toku například vzduchu nebo vody.



Obr. 12: Tvar JAEA trysky. Převzato z [17].

Tryska nad kterou jsem prováděla měření hustoty - šterbinová tryska velikosti 1.26×4.0 mm z nerezové oceli určena speciálně pro laserové experimenty (Obr. 12). Tryska byla vyvinuta v JAEA (Japan Atomic Energy Agency). Pro tvorbu rázových vln částečným zacloněním trysky jsem používala žiletku tloušťky 0.5 mm, umístěnou ve vzdálenosti 0.9 mm od středu trysky a 2.5 mm nad ní.



Obr. 13: Záznam řízení experimentu z osciloskopu. Žlutý signál odpovídá signálu z generátoru pulzu na řídicí jednotku, zelený - z řídicí jednotky na pulzní ventil, modrý - z generátoru na CCD kameru.

Experiment je řízen generátorem pulzu. Pulz délkou 1 ms je poslán na řídicí jednotku ventilu, která následně otevírá pulzní ventil trysky se zpožděním 4.5 ms, tryska je otevřená 2 ms. Další pulz je nastavený podle signálu z řídicí jednotky na pulzní ventil se zpožděním 4.5 ms a délkou 2 ms kontroluje snímání CCD kamerou. Průběh signálů z generátoru pulzů a řídicí jednotky ventilu zaznamenány pomocí osciloskopu je na Obr. 13.

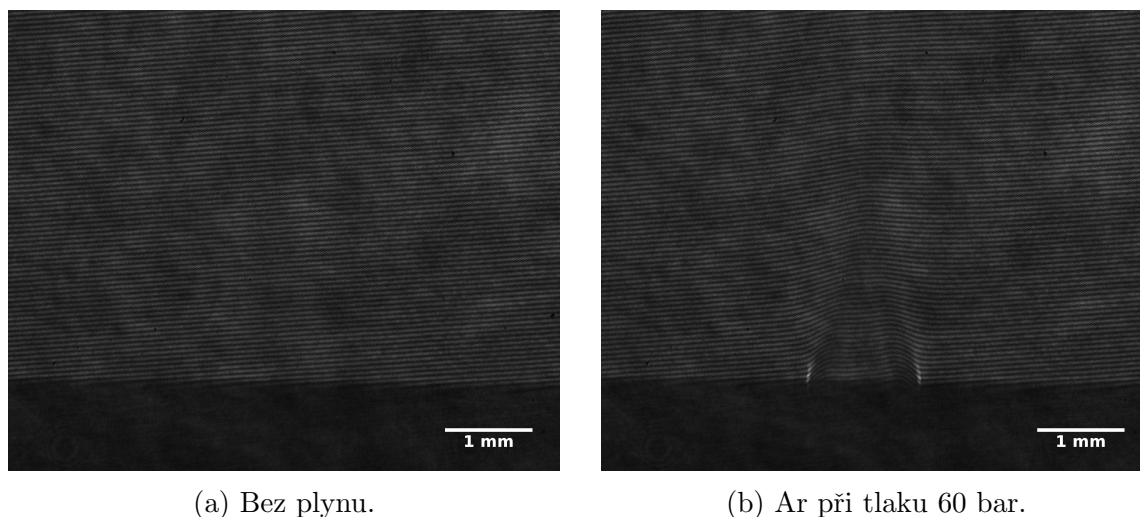
Měření rozložení hustoty nad tryskou jak s žiletkou, tak i bez ní jsem prováděla ve dvou na sebe kolmých směrech pro 6 tlaků plynu v rozmezí 10 až 60 bar. Přednostně pro tlak 30 bar, pro pozdější porovnání se simulací [17]. Interferenční proužky jsem nastavila vodorovně s tryskou, příklad zaznamenaného obrazce je na Obr. 14. Při měření hustoty s tvorbou rázových vln jsem interferenční proužky nastavovala i kolmo na trysku, ale při zpracování se ukázalo, že vodorovné proužky se lépe zpracovávají a dávají lepší výsledek.

3.2 Analýza výsledků

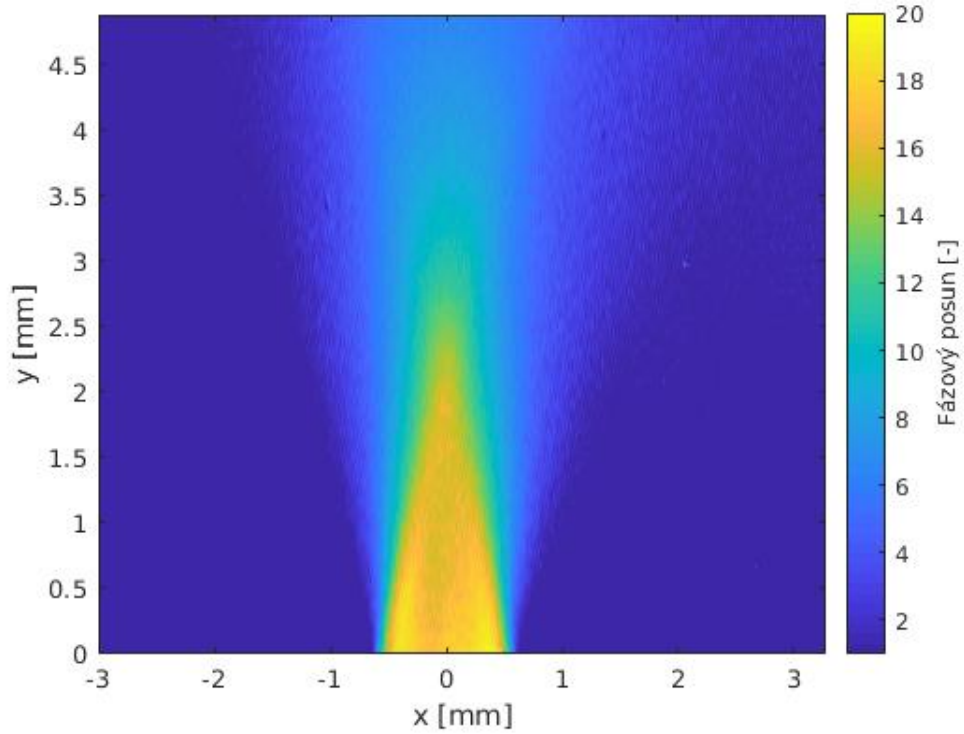
3.2.1 Měření trysky bez nože

Naměřená data jsem zpracovávala pomocí programu v Matlabu. Princip práce použitého programu je podrobně popsán v [18]. Ze snímku z CCD kamery obsahujícího interferenční proužky s fázovým posuvem v místě změny hustoty po Fourierové transformaci, filtrování a následné zpětné Fourierové transformaci získáváme fázovou mapu obrázku, poté provádíme fázový unwrapping a od výsledného obrázku odečteme stejným způsobem zpracované pozadí.

Na Obr. 14a je znázorněn snímek pozadí bez fázového posunu, Obr. 14b je příkladem obrazce s posunem fáze při změně hustoty prostředí. Po zpracování pomocí programu popsaného výše a odečtení obrázků dostaneme fázovou mapu znázorněnou na Obr. 15.



Obr. 14: Snímek interferenčního obrazce zachyceného CCD.



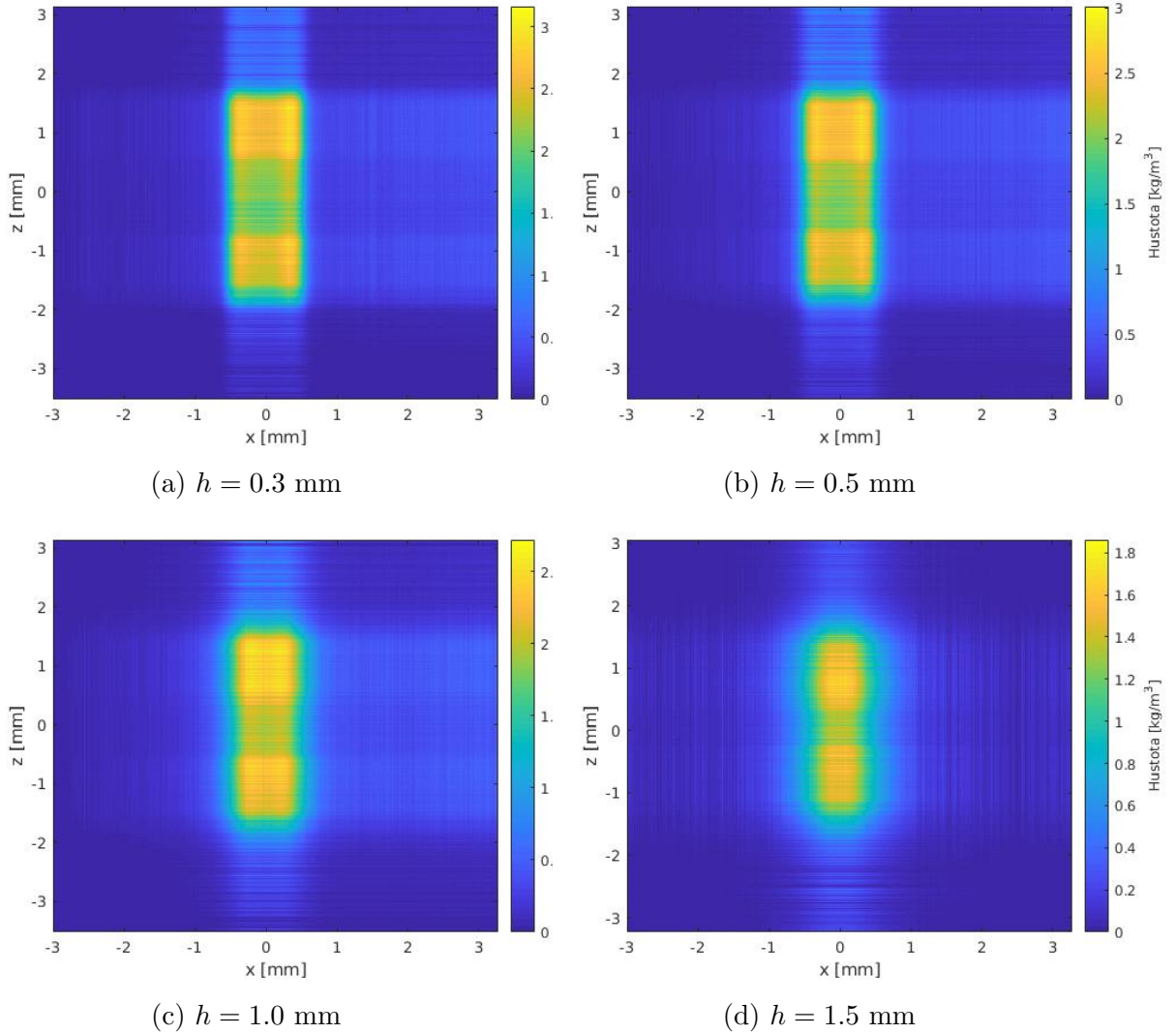
Obr. 15: Fázová mapa získaná při měření hustoty nad tryskou při tlaku plynu 60 bar.

S ohledem na to, že jsem naměřila pouze dvě projekce trysky pro další zpracování jsem využila multiplikativní algebraické rekonstrukční metody (MART) (viz. 2.1.3), pomocí které jsem dostala rozložení fázových posunů v určitých výškách nad tryskou.

Pro další práci s daty potřebujeme převést vytažené fázové posuny na hustoty plynu, což je možné provést pomocí vzorců 1 a 2, které v našem případě převedeme na vztah pro hustotu ρ_n v cm^{-3}

$$\rho_n = \rho_0 \frac{a}{L} \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\varphi}{n_0 - 1}, \quad (12)$$

kde vlnová délka laseru $\lambda = 532 \text{ nm}$, index lomu argonu (Tab. 1) $n_0 = 1.000283$, normální hustota plynu $\rho_0 = 2.68 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, a pak určuje poměr pixel/cm při daném měření. Proměnná L určuje dráhu paprsku v plynu, ale v případě zpracování obrázku, převádíme fázový posun na hustotu zvlášť pro každý pixel, což znamená že musíme položit $L = 1$ pixel.



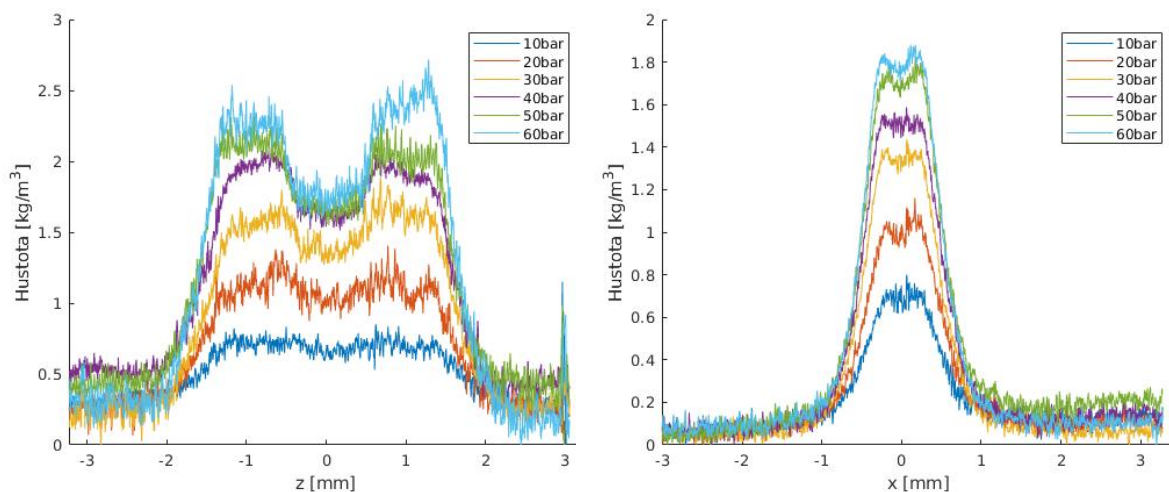
Obr. 16: Rozložení hustoty nad tryskou pro různé výšky h při tlaku plynu 30 bar.

Pro převod hustoty ρ_n z cm^{-3} na jednotky $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ použijeme vztah pro Argon

$$\rho = 66.4 \cdot 10^{-21} \rho_n. \quad (13)$$

Na Obr. 16 jsou uvedeny mapy hustoty ve výšce 0.3 mm, 0.5 mm, 1.0 mm a 1.5 mm pro tlak plynu 30 bar. Střed trysky je rozmístěn v nulovém bodu na grafu. Barevná osa odpovídá hustotě plynu v kg/m^3 . Z obrázků můžeme pozorovat, že největší hustota je přímo nad tryskou a s rostoucí výškou začíná klesat, což zcela odpovídá intuitivní představě.

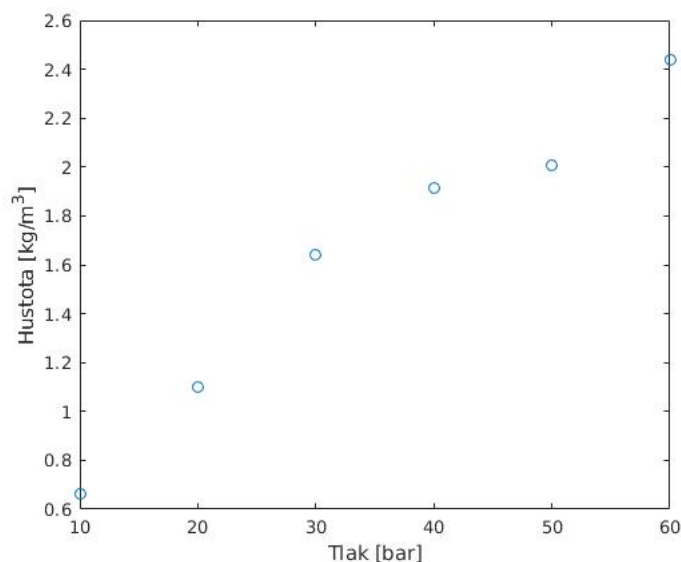
Z důvodu zkoumání chování hustoty plynu v závislosti na tlaku na Obr. 17 jsem vynesla distribuci hustoty řezem osou X ve středu trysky (Obr. 17a) a řezem osou Z podél přímky ve vzdálenosti 1 mm od středu (Obr. 17b). Z obrázků je patrné, že hustota plynu nad tryskou roste s rostoucím tlakem, tedy že může být regulována změnou přidaného tlaku.



(a) Hustota v rovině řezu osou X ve středu trysky. (b) Hustota v rovině řezu osou Z ve vzdálenosti 1 mm od středu trysky.

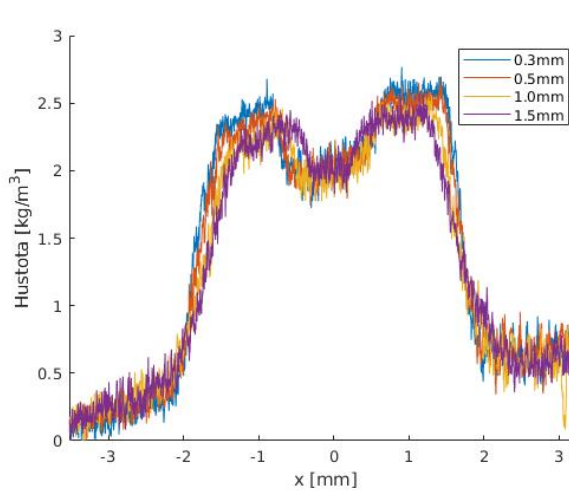
Obr. 17: Porovnání hustoty v závislosti na tlaku.

Na Obr. 18 je závislost hustoty v bodě $x = 0$ mm, $z = 1$ mm na tlaku.

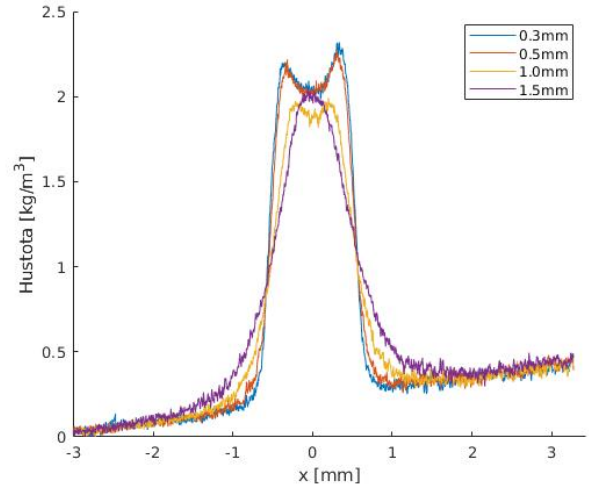


Obr. 18: Závislost hustoty v bodě $x = 0$ mm, $z = 1$ mm na tlaku.

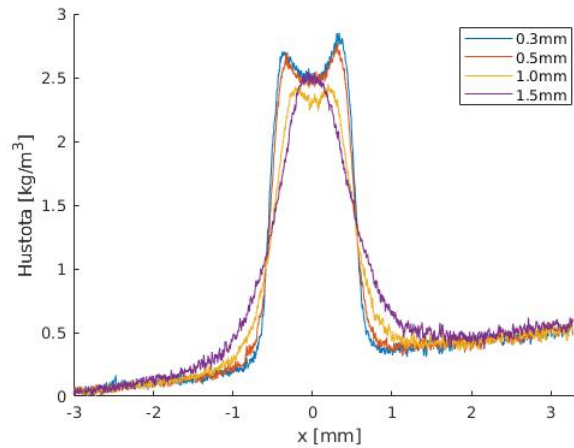
Pro názornost a pro následující porovnání s simulací na Obr. 19 jsem vykreslila řezy osou X ve středu trysky a osou Z ve středu a ve vzdálenosti 1 mm od středu trysky.



(a) Hustota v rovině řezu osou X.



(b) Hustota v rovině řezu osou Z.

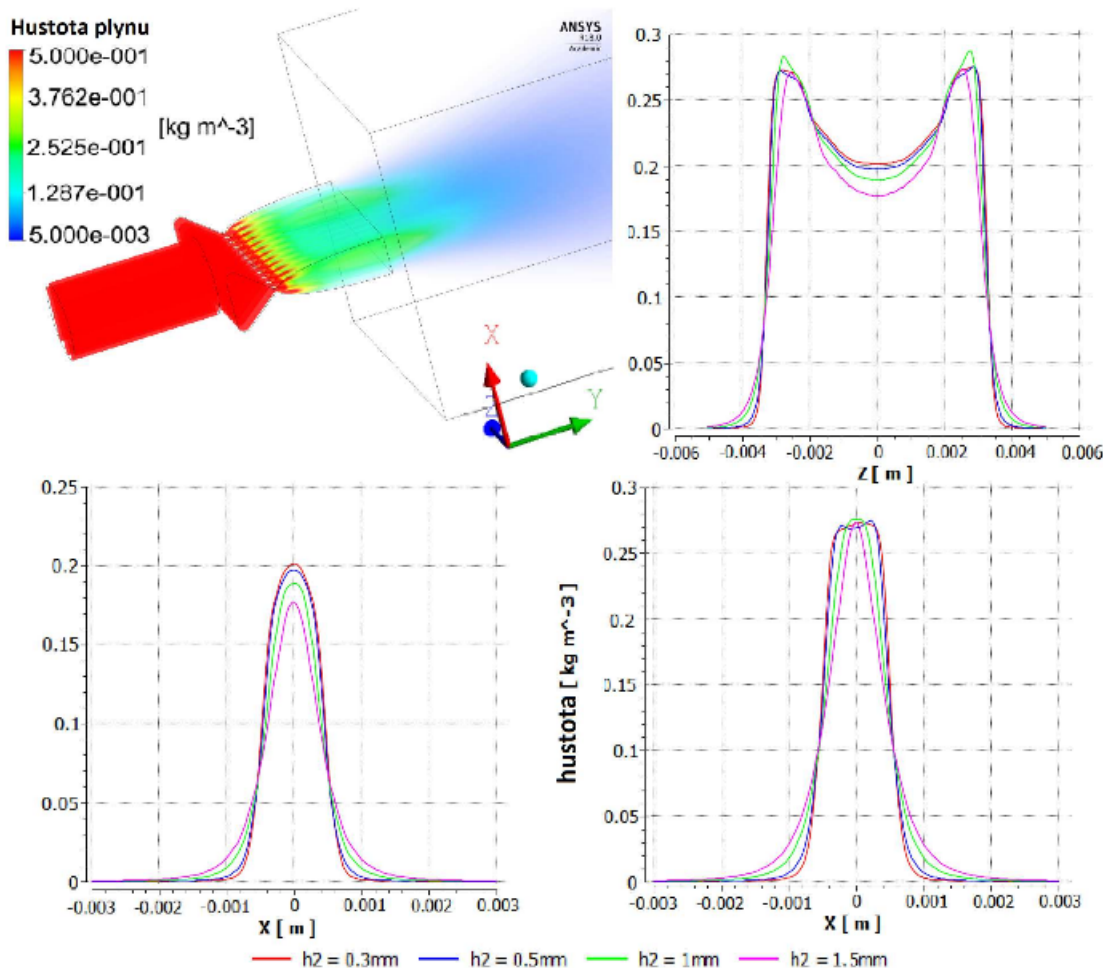


(c) Hustota v rovině řezu osou Z ve vzdálenosti 1 mm od středu trysky.

Obr. 19: Profil hustoty pro různé řezy osami X a Z při tlaku 30 bar v vzdálenostech 0.3, 0.5, 1.0 a 1.5 mm nad tryskou.

3.2.2 Porovnání s simulací bez nože

V simulaci JAEA trysky, jenž byla provedena v kódu FLUENT. V práci [17] parametry byly nastaveny na proudění Helia považovaného za ideální plyn při tlaku 30 bar přes trysku 1.26×6.8 mm. Při porovnání výsledků musím brát v úvahu dvě fakta: ve svém měření jsem používala menší trysku (1.26×4 mm), kvůli čemuž pro stejný tlak naměřená hustota by měla být větší než při simulaci a také v experimentu jsem využívala Argon namísto Helia, jenž má větší index lomu a ve výsledku i větší fázový posun. Dle závěru ohledně závislosti profilu hustoty na využitém plynu v poslední kapitole [9], fázový posuv Argonu je 8.11 krát větší než posuv v Heliu, přičemž distribuce hustoty plynu zůstává stejná.



Obr. 20: 3D simulace chování JAEA trysky bez nože: vlevo nahoře stereometrický pohled na celou oblast, vpravo nahoře graf hustoty v rovině souměrnosti kolmé na osu X, vlevo dole v rovině souměrnosti kolmé na osu Z, vpravo dole graf hustoty v rovině blízké krajní stěně trysky - rovina kolmá na osu Z, která je vzdálená 2,5 mm od osy souměrnosti. Převzato z [17].

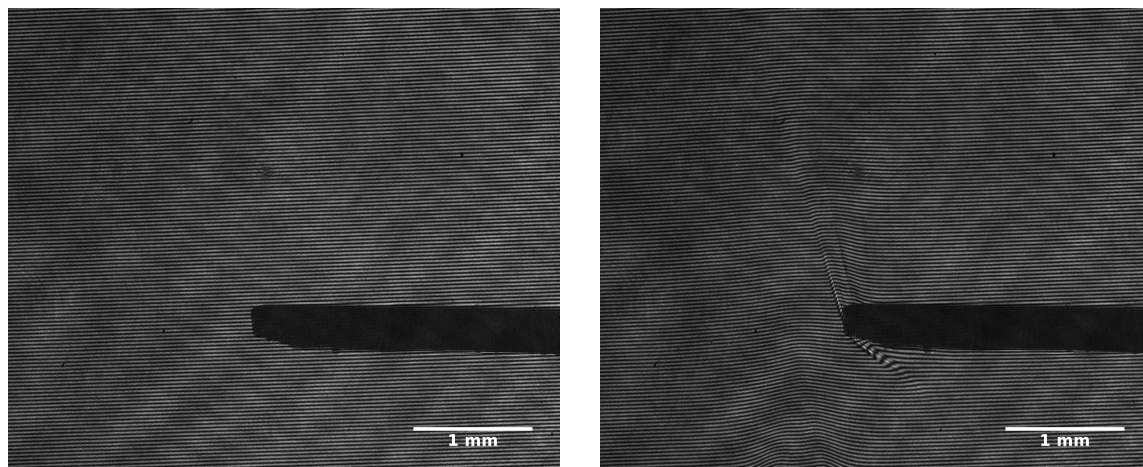
Na Obr. 20 je výsledek 3D simulace chování JAEA trysky pro Helium s tlakem 30 bar. Z grafu pro řez osou X ve středu trysky je možné pozorovat, že hustota dosahuje maxima blízko stěn trysky a pohybuje se kolem hodnoty 0.28 kg/m^3 , což po přepočtení na hodnoty pro Argon činí 2.27 kg/m^3 , v centru hustota nabývá hodnot $0.17 - 0.20 \text{ kg/m}^3$ (po přepočtu $1.4 - 1.7 \text{ kg/m}^3$). Z měřených výsledků na Obr. 19a je vidět, že chování plynu kolmo na osu X odpovídá simulaci, maximum se pohybuje v rozmezí $2.3 - 2.7 \text{ kg/m}^3$ a minimum kolem 2 kg/m^3 . Naměřené hodnoty jsou větší než nasimulované, což potvrzuje předpoklad chování plynu proudícího z menší trysky při stejném tlaku.

V případě řezů osou Z nasimulována hodnota maxima ve středu se pohybuje kolem 0.20 kg/m^3 (1.6 kg/m^3) a ve vzdálenosti 2.5 mm kolem 0.27 kg/m^3 (2.2 kg/m^3), z měřených výsledků na Obr. 19b je vidět, že maximální hodnota se pohybuje kolem 2.4 kg/m^3 a jelikož měřená mnou tryska je kratší, druhý řez jsem udělala ve vzdálenosti 1 mm od středu (2.5 mm od středu už je mimo trysku), kde hustota dosahuje hodnot

kolem 2.9 kg/m^3 .

3.2.3 Měření trysky s nožem

Měření pro trysku se žiletkou o tloušťce 0.5 mm (umístěna ve výšce 2.5 mm a vzdálenosti 0.9 mm od středu kolmo na osu X) jsem prováděla stejným způsobem a při stejné konfiguraci experimentu jako pro trysku bez přítomnosti žiletky (Obr. 11). Na Obr. 21 jsou zobrazeny zachycené snímky interferenčních proužků pozadí bez plynu (Obr. 21a) a měření s proudícím Argonem při tlaku 60 bar (Obr. 21b).



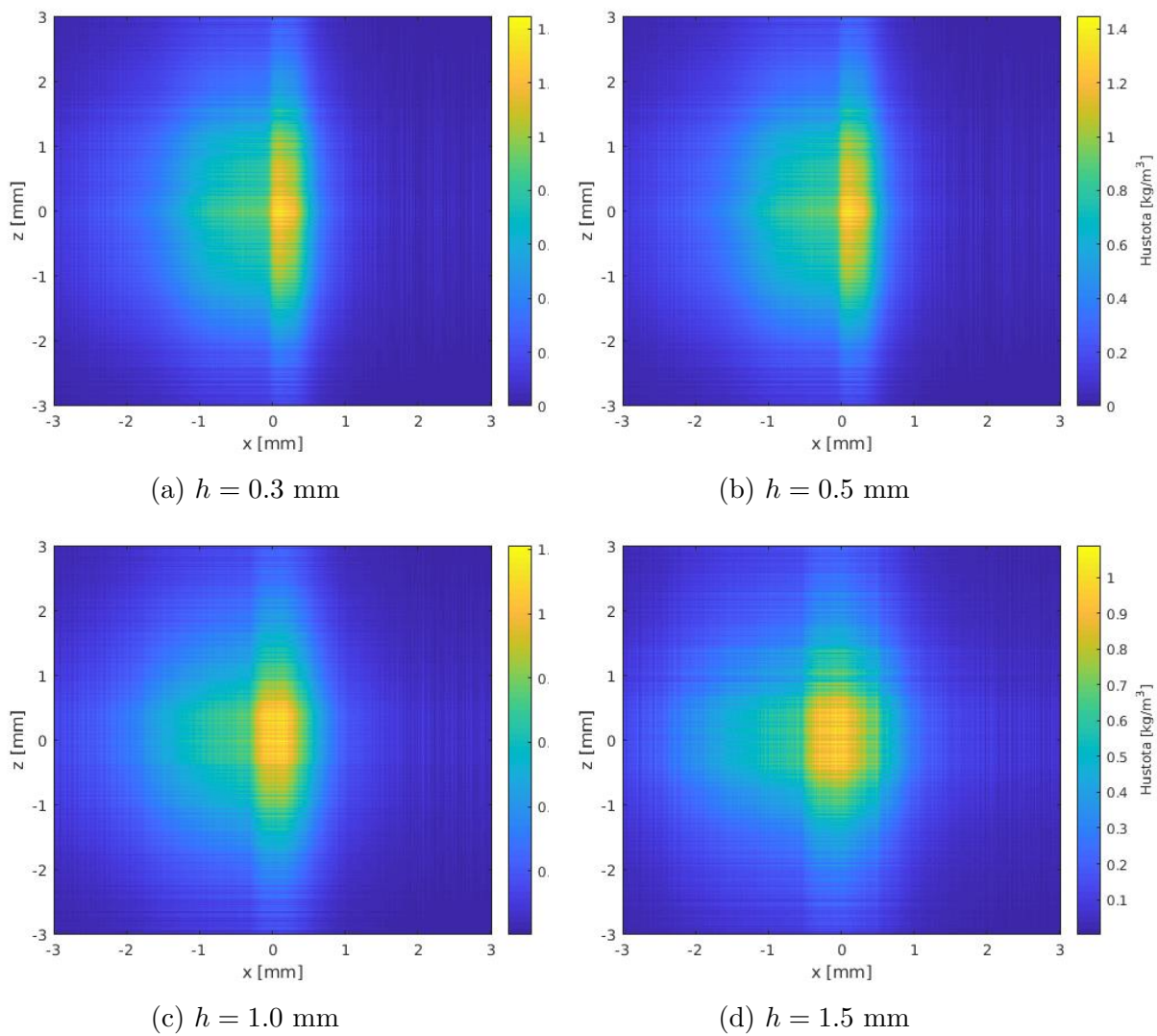
(a) Bez plynu.

(b) Ar při tlaku 60 bar .

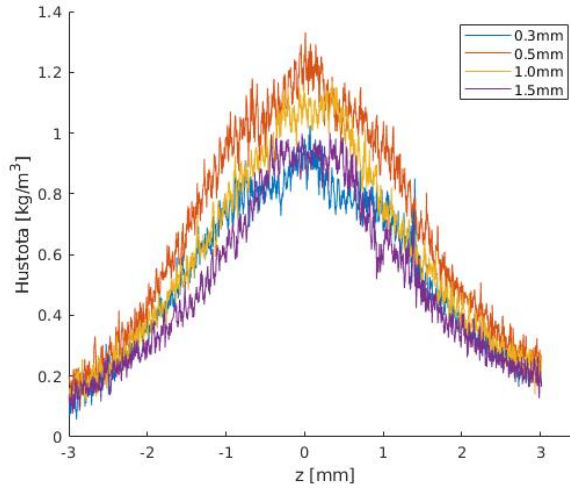
Obr. 21: Snímek interferenčního obrazce při měření s žiletkou 0.5 mm ve výšce 2.5 mm a vzdálenosti 0.9 mm od středu kolmo na osu X zachyceny CCD.

Naměřené snímky jsem vyhodnocovala stejně jako v 3.2.1 pomocí programu v Matlabu. Na Obr. 22 jsem vykreslila mapy hustoty ve výšce 0.3 mm , 0.5 mm , 1.0 mm a 1.5 mm pro tlak plynu 30 bar . Jako v minulém měření střed trysky je umístěn v nulovém bodu na grafu a barevná osa odpovídá hustotě plynu v kg/m^3 . Z obrázků je vidět spád hustoty u přímky, kde je umístěná žiletka, přičemž plyn je nejhustší v blízkosti středu trysky.

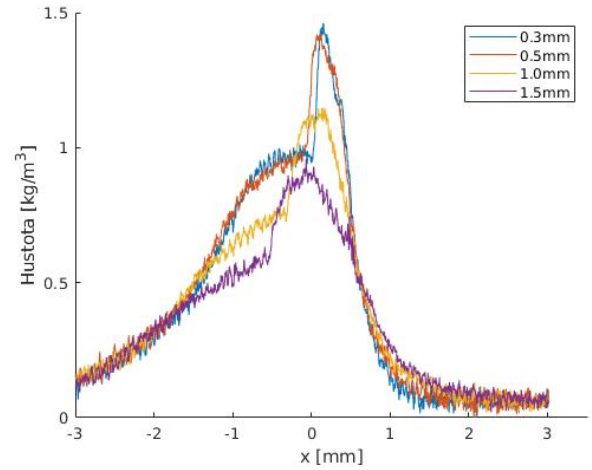
Na Obr. 23 jsem vynesla závislost hustoty na poloze, Obr. 23a je řez 3D profilu osou X ve středu trysky, Obr. 23b až Obr. 23d řezy 3D profilu osou Z ve středu, 1 mm a 2 mm od středu trysky. Měření prokázalo, že největší hustota plynu je v místě odpovídajícímu středu trysky, z grafů distribuce v řezu osou Z můžeme pozorovat spád hustoty tvořený rázovou vlnou.



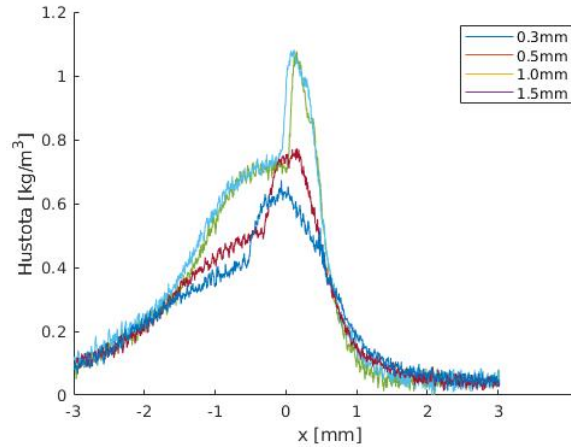
Obr. 22: Rozložení hustoty nad tryskou v přítomnosti žiletky, tvořící rázovou vlnu, pro různé výšky h při tlaku plynu 30bar.



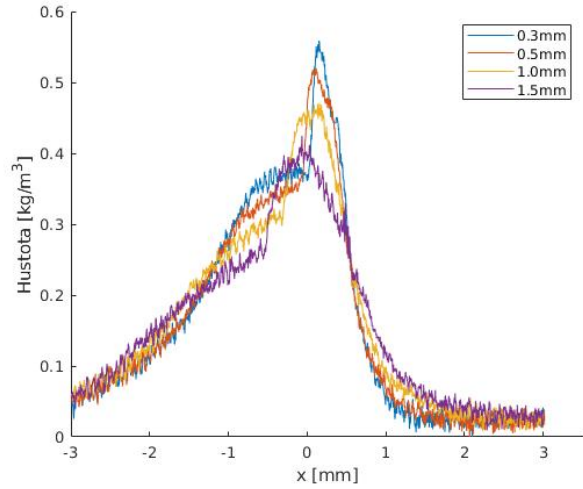
(a) Hustota v rovině řezu osou X.



(b) Hustota v rovině řezu osou Z.



(c) Hustota v rovině řezu osou Z ve vzdálenosti 1 mm od středu trysky.

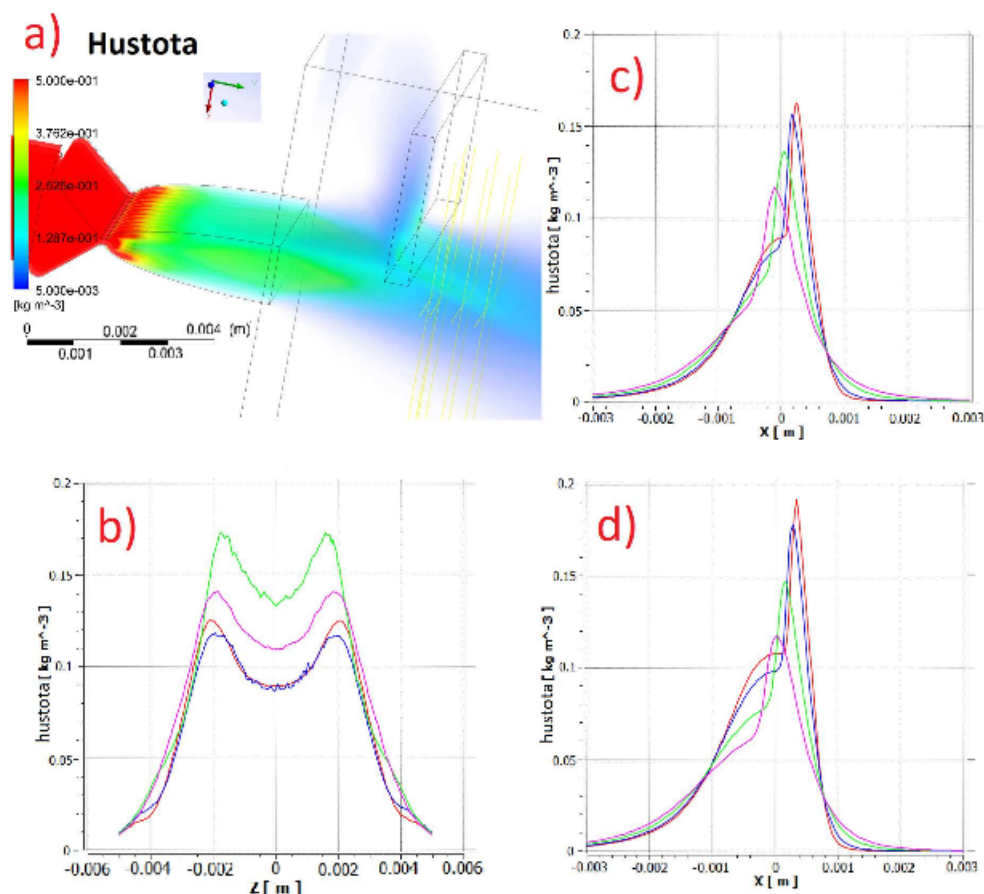


(d) Hustota v rovině řezu osou Z ve vzdálenosti 2 mm od středu trysky.

Obr. 23: Profil hustoty pro různé řezy osami X a Z při tlaku 30 bar s žiletkou tvořící rázovou vlnu ve vzdálenostech 0.3, 0.5, 1.0 a 1.5 mm od žiletky.

3.2.4 Porovnání s simulací s nožem

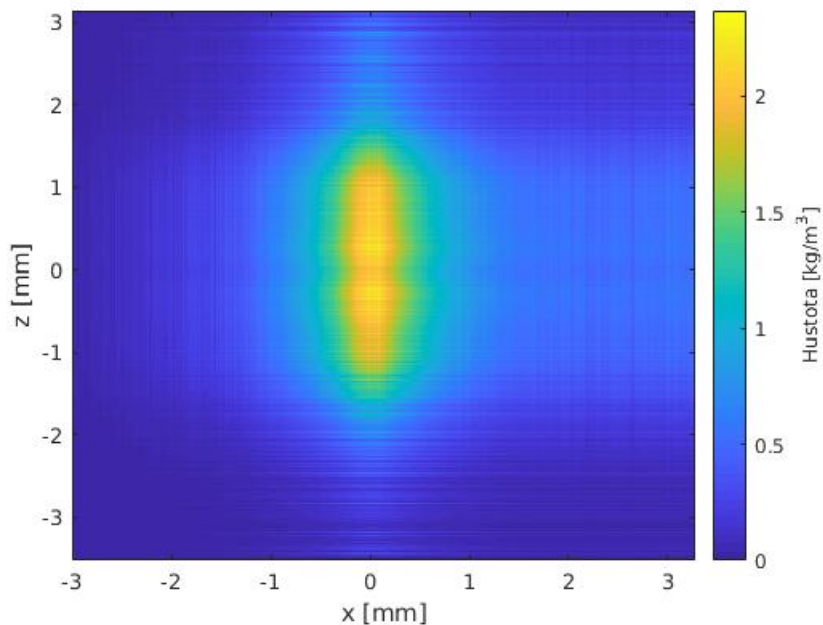
V práci [17] byly provedeny simulace s nožem pro tři různé konfigurace umístění nože nad tryskou: výška $h_1 = 1.5$ mm a vzdálenost $L = 0.75$ mm, $h_1 = 2.5$ mm a $L = 0.75$ mm a nakonec $h_1 = 2.5$ mm, $L = 0.9$ mm. Ve svém měření jsem vybrala poslední uspořádání kvůli jednodušší implementaci a porovnání výsledků.



Obr. 24: 3D simulace chování JAEA trysky s nožem: a) je zachycená hustota plynu 3D pohledem. Na obrázku b) je graf profilů hustoty ve směru osy Z v liniích za nožem. Na grafu c) je profil hustoty v liniích za nožem v ose symetrie trysky (směr osy X). Na grafu d) je profil hustoty v liniích za nožem blízko ploché stěny trysky (2,5 mm od osy symetrie). Převzato z [17].

Profil hustoty v řezu osou X (Obr. 23a) naměřený v mé práci neodpovídá simulaci (Obr. 24), kde křivka chování plynu má stejný tvar jako u řezu osou X v měření bez nože. Ve skutečnosti se maximum nachází v okolí středu trysky. Hodnota maxima ale má hodnotu pohybující se kolem 1.4 kg/m^3 , což odpovídá simulaci s hodnotou maxima 0.17 kg/m^3 (1.4 kg/m^3).

Rozdíl v chování dle mého názoru je vyvolán odlišností rozměrů nasimulované a použité trysky. Když se podíváme na Obr. 16d a Obr. 19a pro $h = 1.5 \text{ mm}$ je vidět, že již pro tuto vzdálenost nad tryskou maxima hustoty se začínají splývat nad středem trysky, z čehož vyplývá, že ve výšce 2.5 mm (výška rozmístění žiletky) maximum by se mělo posunout do středu trysky. Na Obr. 25 je naměřené rozložení hustoty ve výšce 2.5 mm nad tryskou bez žiletky. Z obrázku je vidět, že maximální hodnota hustoty již se nachází v blízkosti centra trysky. Pro 6.8 mm dlouhou trysku bod splývání maxim by se měl nacházet na větší vzdálenosti.



Obr. 25: Rozložení hustoty nad tryskou ve výšce $h = 2.5$ mm při tlaku plynu 30 bar.

Profil hustot v řezu osou Z (Obr. 23b až Obr. 23d) přesně odpovídá simulaci (Obr. 24). Maximum v obou případech se přibližně rovna 0.18 kg/m^3 (1.5 kg/m^3 - simulace po přepočtu), jediný rozdíl je v tom, že v případě experimentu maximální hodnota leží v řezu Z ve středu trysky, když v případě simulace se nachází ve vzdálenosti 2.5 mm od středu, což souhlasí s pozorováním uvedeným v předchozím odstavci.

Závěr

V první kapitole této práce jsem nastínila princip fungování urychlování částic v brázdovém poli laseru a popsala jsem základní ideu down-ramp metody vstřikování elektronů do plazmové vlny propagující za laserovým pulzem.

V druhé části jsem vyjmenovala řadu interferometrických a deflektometrických metod, které mohou být využité pro měření různých charakteristik, zejména hustoty plynu. Na základě provedené rešerše jsem vybrala Mach-Zehnderův interferometr pomocí jenž jsem provedla měření chování plynu nad supersonickou tryskou i s tvorbou rázových vln.

Velkou částí této práce byl proces navrhování a sestavení experimentální aparatury, následně použité pro určení profilu hustoty plynu nad tryskou. Průběh tohoto experimentu spolu s výsledky měření jsem uvedla v poslední třetí kapitole.

Z výsledků měření je možné usoudit, že hustota plynu je největší v blízkosti kratších stěn JAEA trysky, které nemají Lavalův profil. S rostoucí výškou nad tryskou hustota klesá a profil proudícího plynu se zužuje ke středu trysky. Hustota je závislá na tlaku plynu před ventilem, z čehož plyne, že experimenty využívající tuto trysku mohou být kontrolovány změnou tlaku, přičemž charakter proudění se nemění. Při přidání žiletky do konfigurace experimentu je nad tryskou tvořena rázová vlna, která prokazuje očekávané chování. Tímto způsobem je možné vytvořit spád hustoty potřebný pro překlápění plazmové vlny při aplikaci down-ramp metody vstřikování.

Tryska nasimulována v programu FLUENT, se kterou jsem následně porovnávala výsledky měření, má jinou délku (6.8 mm oproti proměřovaným 4 mm) než tryska, kterou jsem používala při měření. Navíc místo Helia, pro které byly provedeny simulace, jsem používala Argon, jenž má větší index lomu, kvůli čemuž je pozorováno větší fázové posunutí. Při porovnání jsem musela brát v úvahu tyto rozdíly a udělat korekci výsledných hodnot. Experimentální výsledky odpovídají nasimulovaným profilům hustoty a maximálním hodnotám. Rozdílné chování plynu od simulace jsem pozorovala pouze v případě měření hustoty nad žiletkou (22a oproti 24), což je vysvětleno menším poměrem délky trysky ku výšce umístění žiletky (viz. 3.2.4).

Použitá literatura

- [1] CHEN, Francis. *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984.
- [2] BINGHAM, Robert. Basic concepts in plasma accelerators. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2006; 1840(364), 559-575. ISSN 1364-503X.
- [3] ESAREY, Eric a SPRANGLE, Phillip. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996, 24(2), 252-288. ISSN 0093-3813.
- [4] ESAREY, Eric; SCHROEDER, Carl a LEEMANS, Wim. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*. 2009, 81(3), 1229-1285. ISSN 0034-6861.
- [5] BUCK, Alexander. *Advanced characterization and control of laser wakefield acceleration*. Mnichov, 2011. Disertační práce. Der Ludwig-Maximilians-Universität München. Fakultät für Physik.
- [6] KRŮS, Miroslav. *Electron beam acceleration with femtosecond lasers for generation of secondary femtosecond X-ray sources*. Praha, 2015. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze. Fakulta jaderná a fyzikální inženýrská. Katedra fyzikální elektroniky.
- [7] BULANOV, Sergei a NAUMOVA, Natalia. Particle injection into wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking. *Physical Review E*. 1998, 58(5), 5257-5260.
- [8] TOLAR, Jiří. *Vlnění, optika a atomová fyzika*. [online]. Dostupné z <https://physics.fjfi.cvut.cz/studium/predmety/63-02voaf> [cit.24.02.2018]
- [9] TAKI, Reiko. *Gas density measurement at JAEA*. 12.4.2007
- [10] RUIZ-CAMACHO, Jose. Comparison of sensitivities of Moiré deflectometry and interferometry to measure electron densities in z-pinch plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2007; 40(7), 026. ISSN 0022-3727.
- [11] COUPERUS, Jurjen Pieter. Tomographic characterisation of gas-jet targets for laser wakefield acceleration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2016; 830, 504-509. ISSN 0168-9002.
- [12] OLIVEIRA, Eric a DANTAS, Carlos. Comparison Among Tomographic Reconstruction Algorithms With a Limited Data. *International Nuclear Atlantic Conference*. 2011; ISBN 9788599141045.
- [13] GOLOVIN, Gregory. Tomographic imaging of non-symmetric multi-component tailored supersonic flows from structured gas nozzles. *Applied Optics*. 2015; 54(11), 3491-3497. ISSN 0003-6935.

- [14] PANIGRAHI, Pradipta Kumar a MURALIDHAR, Krishnamurthy. Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer. *New York: Springer. Springer-Briefs in applied sciences and technology*. 2012; ISBN 978-1-4614-4534-0.
- [15] MAZUMDAR, Amrita. *Principles and Techniques of Schlieren Imaging*. Columbia University, 2011.
- [16] BATES, Erik. *Applied Fourier Analysis and Elements of Modern Signal Processing. Lecture 9*. [online]. Dostupné z <http://statweb.stanford.edu/candes/math262/hand.html> [cit.16.04.2018]
- [17] LORENZ, Sebastian. *Návrh plynového terče pro urychlování elektronů laserem*. Praha, 2017. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Katedra fyzikální elektroniky.
- [18] TAKEDA, Mitsuo.; INA Hideki. a KOBAYASHI, Seiji . Computer-Based Topography and Interferometry. *Optical society of America* 1982, 72(1), 156-160.