

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



VÝZKUMNÝ ÚKOL

**Studium relativistického samofokusování
intenzivního laserového pulzu v plynných
terčích**

Karel Boháček

2012

Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.

Obsah

1	Úvod	1
2	Intenzivní femtosekundové laserové impulzy	2
2.1	Metoda svázání módů	2
2.2	Metoda CPA	4
3	Interakce impulsu s plazmatem	7
3.1	Ponderomotorická síla	8
3.2	Ionizace a tvorba plazmatu laserovým impulzem	8
3.3	Šíření laserového impulsu plazmatem	9
3.3.1	Relativistická autofokusace	9
3.3.2	Kritický výkon	11
3.3.3	Kritická hustota	12
4	Urychlování elektronů	13
4.1	Plazmové vlny	13
4.2	Urychlení elektronu	15
5	Produkce elektronových svazků	17
5.1	Urychlování elektronů femtosekundovým laserem na PALSu	17
6	Měření teploty plazmatu	21
6.1	Spektrometr	21
6.2	Kalibrace spekter	22
7	Závěr	25

ÚVOD

Tato práce je prvním krokem k urychlování elektronů pomocí titan-safírového laseru, jenž se nachází ve výzkumném centru PALS v Praze. Cílem práce je kromě bližšího seznámení s tematikou také shrnutí některých výsledků dosažených během experimentu na tomto zařízení na jaře 2012.

V textu budou pro lepší pochopení problematiky zmíněny nejprve nezbytné základy laserových systémů, zejména způsoby dosažení femtosekundových laserových impulzů, které chceme pro urychlování elektronů používat. Mezi tyto metody patří metoda svázání módů a metoda rozmítnutí svazku.

Jelikož je pro urychlování částic pomocí laseru využíváno plazmatu vytvořeného z plyných či pevných terčů, bude v práci také popsáno, jakým způsobem dochází k vytvoření plazmatu a jak laserový impulz s plazmatem interaguje. Důkladněji bude rozebrán zejména jev zvaný relativistická fokusace, s jehož využitím je možno značně prodloužit interakční délku impulzu v plazmatu. Dále bude popsáno samotné urychlování elektronů pomocí vznikajících plazmových vln a jejich lámání.

V poslední části budou popsány detaily ohledně provedení experimentu a shrnuty experimentální výsledky, ve kterých se zaměřujeme na divergenci a směrovost svazku elektronů a výpočet elektronové teploty plazmatu.

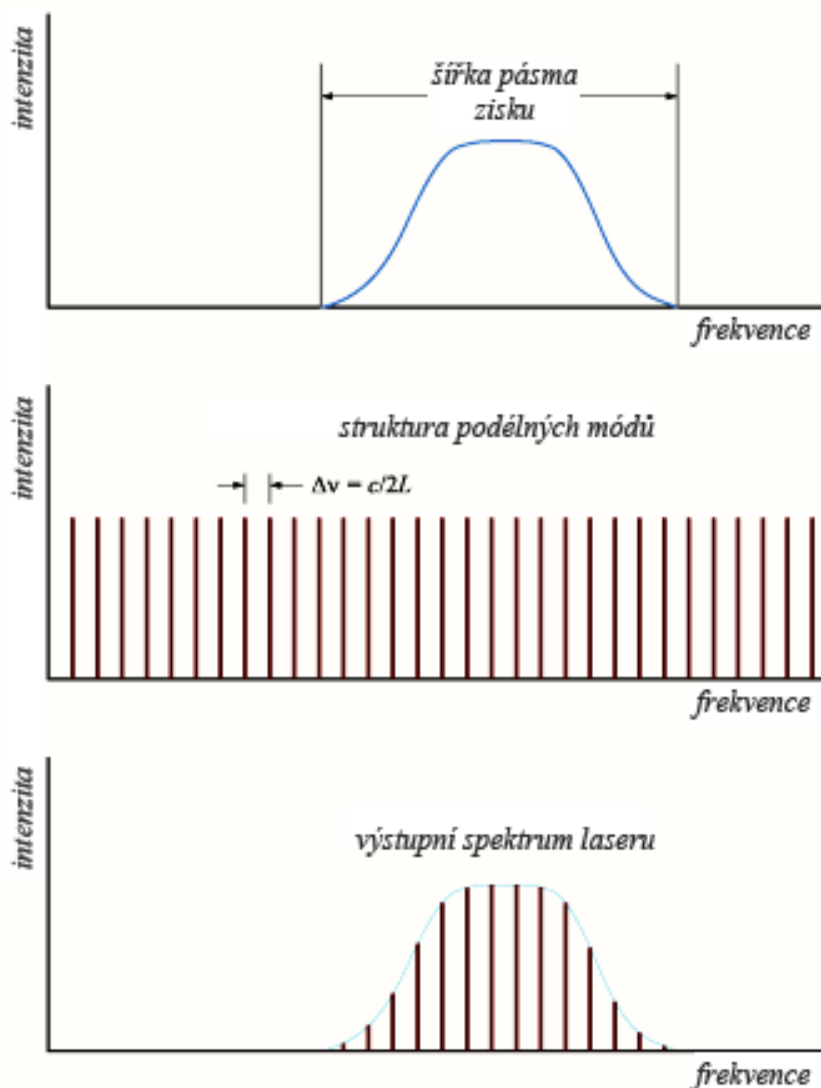
INTENZIVNÍ FEMTOSEKUNDOVÉ LASEROVÉ IMPULZY

Za posledních několik desítek let došlo ke značnému rozvoji laserové techniky. Byly objeveny nové metody, jimiž jsme schopni dosahovat kratších a intenzivnějších laserových impulzů. Mezi tyto metody patří metoda svázání módů a metoda CPA (zkratka anglického pojmu Chirped Pulse Amplification). Poslední zmíněná metoda umožnila vznik nejprve terawattových a později také petawattových laserů [1]. Prvně se zmíním alespoň stručně o metodě svázání módů, která objevení a zavedení metody CPA předcházela a která umožnila dosažení gigawattových výkonů.

2.1 Metoda svázání módů

Ačkoli se někdy v teorii pro jednoduchost uvádí, že laser vydává koherentní monochromatické záření, ve skutečnosti z aktivního média získáme takřka spojitý "balík" záření různých vlnových délek, což může být způsobeno přechody mezi pásy v pevných látkách, či v případě plynových laserů tepelným pohybem atomů a s tím spojeným Dopplerovým efektem. Nutno podotknout, že šířka tohoto balíku, které odpovídá šířka pásma zisku, bývá řádově menší oproti jeho střední vlnové délce. V dutině rezonátoru dochází vlivem konstruktivní a destruktivní interference ke vzniku stojatých vln neboli podélných módů mezi jeho odraznými plochami. Povolené módy jsou ty, pro které je vzdálenost odrazných ploch rezonátoru L celočíselným násobkem poloviny vlnové délky $\frac{\lambda}{2}$, jak vyjadřuje rovnice

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad (2.1)$$



Obrázek 2.1: Intenzita v závislosti na frekvenci - pásmo získaných fotonů při výstupu z aktivního média (nahore), podélné módy laserového rezonátoru (uprostřed), tvar výstupního spektra laseru, na základě povolených módů z pásma zisku (dole).

Jelikož je šířka pásma zisku nenulová (tedy vlnové délky fotonů uvolněných z aktivního média mají nestejně hodnoty) a jelikož délka dutiny rezonátoru bývá o několik řádů větší než vlnová délka získaných fotonů, může být podmínka daná rovnicí 2.1 splněna pro více vlnových délek z pásma zisku. Lze snadno odvodit, že rozdíl frekvencí dvou po sobě jdoucích módů je dán vztahem

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}, \quad (2.2)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, L je vzdálenost mezi odraznými plochami rezonátoru a n je index lomu světla v daném prostředí [2]. Z šířky pásma zisku jsou tedy povoleny pouze některé módy, jejichž intenzita ve výstupním spektru laseru se pak odvíjí od původní intenzity odpovídající dané frekvenci (viz. obrázek 2.1).

V rezonátoru tak vzniká několik podélných módů, o nichž je však třeba vědět, že jejich fáze spolu nemusí nijak vzájemně souviset. Vznikají tak náhodné fluktuace intenzity v čase vlivem destruktivní interference těchto módů mezi sebou. Metodou svázání módů je zajištěno, že budou fáze jednotlivých módů upraveny tak, aby mezi nimi byl známý vztah a bylo možné využít konstruktivní interference těchto módů, a tak získat maximální intenzitu. Toho se dosahuje aktivní či pasivní metodou svázání módů. V případě aktivního způsobu se využívá akustooptického, elektrooptického či polovodičového modulátoru. Při pasivním svázání módů se jako jednoho z odrazných ploch využívá saturovatelného absorbátoru, jehož hlavní vlastností je, že jeho odrazivost roste s intenzitou dopadajícího záření [3, 4].

2.2 Metoda CPA

Se zvyšujícím se výkonem laserů a zkracující se délkou impulzů do oblasti pikosekund nebo dokonce femtosekund, jak to umožnila metoda svázání módů zmíněná výše, začal být další nárůst výkonu laserů limitován možnostmi získávání vyšších energií z laserových zesilovačů, neboť by zde docházelo ke vzniku nežádoucích nelineárních efektů. To je způsobeno tím, že vstupní fluence (intenzita záření integrovaná přes čas) potřebná k účinné extrakci uložené energie musí být stejného řádu jako saturační fluence. Ta se u pevných látek používaných v laserech pohybuje mezi 1 J/cm^2 (Ti:safír) a 6 J/cm^2 (Nd:sklo). Zesílení pikosekundových impulzů na tuto hodnotu není možné kvůli indexu lomu závislému na intenzitě pulzu I :

$$n = n_0 + n_2 I. \quad (2.3)$$

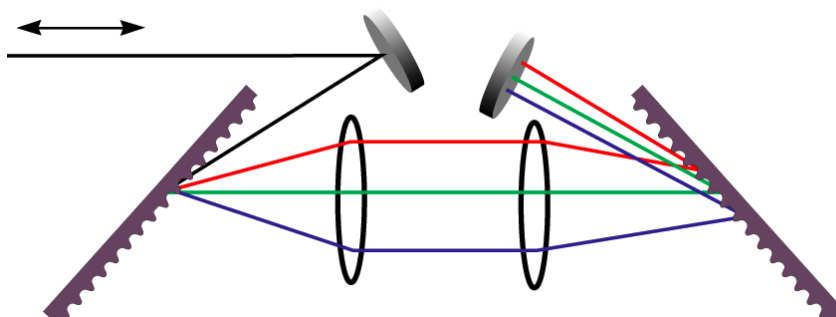
Na intenzitě závislý index lomu způsobuje nelineární fázový rozdíl

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l n_2 I(z) dz, \quad (2.4)$$

kde n_0 je lineární index lomu, n_2 je nelineární index lomu druhého řádu a l je délka šíření

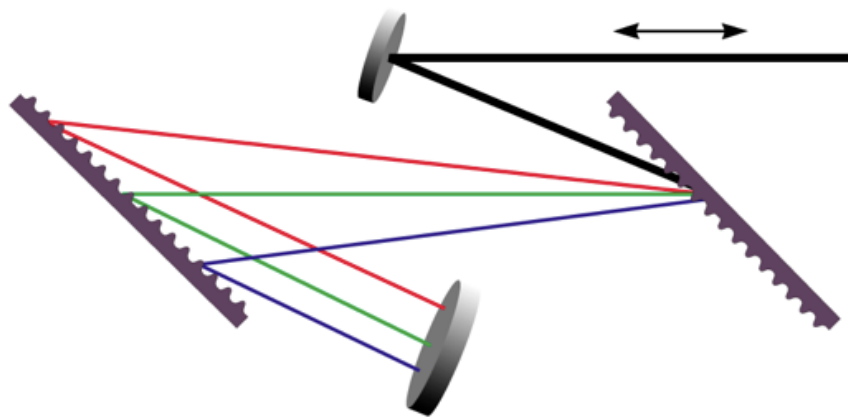
impulzu. Tento fázový posun může vést až k filamentaci impulzu, která způsobí poškození zesilovače. [1]

Prvním krokem pro použití metody CPA je generování krátkých impulzů. Takový krátký impulz, který má již trvání pouze v řádu jednotek femtosekund. Dalším krokem je rozmítnutí impulzu dle frekvencí v něm obsažených. Toho se docílí například použitím dvou mřížek, kdy na první je přiveden impulz, který je odrazem od mřížky rozdělen dle frekvencí podle Braggova zákona, dále je impulz vpuštěn do systému fungujícího jako teleskop a je fokusován na druhou, opačně natočenou mřížku. Následně je odražen od zrcadla a prochází zpět stejnou dráhou (viz. obrázek 2.2). Díky tomu, že složky impulzu s delší vlnovou délkou necháme projít delší dráhou a složky s kratší vlnovou délkou prochází kratší dráhou, dojde k roztažení impulzu a zároveň ke vzniku časové závislosti frekvence v impulzu. Čím delší vlnová délka, tím později se v přichozím impulzu nachází. Toto rozmítnutí impulzu pomocí mřížek je nastaveno tak, aby docházelo k vyrušení pozitivní disperze do druhého řádu. Chyby vznikají až vlivem třetího řádu disperze a, aby se neprojevovaly, nesmí být impulz roztažen více než R -krát, kde $R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ [1].



Obrázek 2.2: Rozmítnutí impulzu pomocí disperze pro metodu CPA.

Třetím krokem je zesílení impulzu v zesilovačích až o deset řádů. Po tomto zesílení je nutné impulz opět zkrátit, ideálně na původní femtosekundové hodnoty. Ke kompresi impulzu lze použít obdobný systém mřížek, jako tomu bylo pro rozmítnutí, tentokrát pouze s rozdílem negativní disperze. Časové trvání impulzu bude zkráceno opět na femtosekundové hodnoty tak, že dlouhé vlnové délky necháme jednoduše procházet kratší dráhou než krátké vlnové délky rozmítnutého impulzu (viz. obrázek 2.3).



Obrázek 2.3: Komprese impulzu pomocí disperze pro metodu CPA.

INTERAKCE IMPULZU S PLAZMATEM

Se zvyšováním intenzity laserových impulzů je samozřejmě spojeno také širší využití laserů v experimentální oblasti a s tím spojené objevování nových jevů a zákonitostí. Intenzivní laserové impulzy je možné použít nejen pro úplnou ionizaci materiálů a vytvoření plazmatu, ale také k urychlování částic (elektronů či iontů). V současnosti jsme u nejvýkonnějších laserů světa schopni dosáhnout intenzit přesahujících $10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$ [5]. Vysokými intenzitami rozumíme případ, kdy amplituda elektrického pole laserového impulzu E splňuje podmínku [6]

$$\hbar\omega < m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) < 2m_e c^2, \quad (3.1)$$

kde $\hbar\omega$ je energie fotonu, m_e je klidová hmotnost elektronu, c je rychlost světla ve vakuu a a_0 je normalizovaný vektorový potenciál

$$a_0 = \frac{eE}{m_e \omega c} = 0,85 \cdot 10^{-9} \sqrt{I \lambda^2}. \quad (3.2)$$

Zde e je elektrický náboj elektronu, E je amplituda elektrického pole laserového impulzu, ω je úhlová frekvence záření, I je intenzita laserového impulzu v jednotkách W.cm^{-2} , λ je vlnová délka záření tohoto impulzu v mikrometrech a c je rychlost světla ve vakuu. Příspěvek magnetické síly v Lorenzově síle se začne významněji projevovat pro hodnoty normalizovaného vektorového potenciálu $a_0 \geq 1$, což v našich podmínkách při použití laseru $\lambda = 800 \text{ nm}$ znamená od intenzity řádu $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ výše.

Při ještě vyšších intenzitách, kdy práce, již vykoná elektrické pole laseru na vzdálenosti srovnatelné s Comptonovou vlnovou délkou elektronu $\lambda_C = h/mc$, bude větší než dvojnásobek klidové energie elektronu, tedy

$$eE\lambda_C > 2m_e c^2, \quad (3.3)$$

bude nastávat produkce párů. Aby tento jev nastal, je třeba elektrické pole $E = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ V.cm}^{-1}$, což za použití vztahu mezi elektrickým polem E a intenzitou I

$$E^2 = Z_0 I, \quad (3.4)$$

kde $Z_0 = 377 \Omega$ je impedance vakua, dává potřebnou hodnotu intenzity okolo $I = 5 \cdot 10^{28} \text{ W.cm}^{-2}$.

3.1 Ponderomotorická síla

Při interakci elektronu s krátkým a intenzivním laserovým impulzem začne na elektron působit takzvaná ponderomotorická síla, jež nutí elektrony přesunout se do oblastí s nižší intenzitou pole. Budeme-li uvažovat rychlost elektronu $v \ll c$, lze ponderomotorickou sílu vyjádřit jako

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla E^2, \quad (3.5)$$

v relativistickém případě, kdy $v \simeq c$ pak získáme tvar

$$(\vec{F}_p)_{\text{rel}} = -\frac{e^2 m_e}{2\gamma}\nabla A^2, \quad (3.6)$$

kde A je vektorový potenciál. Detailní odvození relativistického tvaru ponderomotorické síly lze nalézt například v [7].

3.2 Ionizace a tvorba plazmatu laserovým impulzem

Vstoupí-li laserový impuls do oblasti, v níž se nachází například atomy plynu, začnou elektrony v těchto atomech cítit silné elektromagnetické pole laseru. Při dostatečné intenzitě laseru dojde k uvolnění elektronů z elektronových obalů atomů, plyn je tedy ionizován a vzniká směs elektronů a kladných iontů - plazma. Při ještě vyšších intenzitách mohou pak elektrony získat v plazmatu rychlost blízkou rychlosti světla c . [8]

Pro vysoké hodnoty intenzity tedy vlastně můžeme mluvit o popisu interakce laseru s plazmatem namísto obecné interakce laseru s látkou. Látka je totiž ionizována téměř okamžitě buď předpulzem nebo ve chvíli, kdy k atomům terčíku dorazí fotony z náběhové hrany laserového impulsu. Laserový impuls vlastně deformuje potenciálovou jámu v obale atomu tak, že elektron může být z obalu okamžitě uvolněn. Jde tedy o ionizaci potlačením potenciálové bariéry. K tomuto jevu dochází při intenzitách přesahujících hodnotu $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ (závisí na plynu, který je ionizován) [9]. Elektron však může být uvolněn i v případě, že energie dopadajících fotonů nedostačuje k snížení potenciálové jámy na úroveň potřebnou k

tomu, aby se nad ní nacházel některý ze zaplněných elektronových stavů (běžně při intenzitách laseru $10^{14} - 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ [9]). Jde o tunelovou ionizaci, která probíhá v důsledku kvantového tunelování. Elektron může bariérou protunelovat s pravděpodobností úměrnou šířce bariéry.

Při ještě nižších intenzitách ($10^{11} - 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ [9]) může nastávat takzvaná vícefotonová ionizace, kdy s elektronem téměř současně interaguje více fotonů, čímž je mu předáno dostatečné množství energie k odtržení od atomu. Například jediný foton titan:safírového laseru s vlnovou délkou $\lambda = 800 \text{ nm}$, a tedy energií fotonu $\hbar\omega = 1,5 \text{ eV}$, nedostačuje ani na ionizaci vodíkového atomu (ionizační potenciál vodíkového atomu je $E_i = 13,6 \text{ eV}$), ale dojde-li k vícefotonové ionizaci, je ionizace atomu tímto laserem možná. Termínem „téměř současně“ v tomto případě rozumíme, že „n plus první“ foton dorazí během doby života n-tého virtuálního excitovaného stavu, což znamená řádově během 10^{-14} s [10]. To je snadno splnitelné při použití laseru s vysokou intenzitou, které jsou schopny předat 1J během několika femtosekund ($1 \text{ J} = 6,2 \cdot 10^{18} \text{ eV} \approx 4 \cdot 10^{18}$ fotonů s vlnovou délkou $\lambda = 800 \text{ nm}$).

3.3 Šíření laserového impulzu plazmatem

Laserový impulz může stejně jako každé elektromagnetické záření do vzniklého plazmatu pronikat, nebo se od něj odrážet. Rozlišujeme proto tzv. podkritické plazma a nadkritické plazma. Podkritické plazma splňuje podmínku $\omega_p < \omega$, kde ω_p je frekvence plazmatu a ω je frekvence laseru, a laserový impulz je v takovém případě schopen se tímto plazmatem šířit. Je-li $\omega_p > \omega$, plazma je nadkritické a laserový impulz se bude od plazmatu odrážet. Podkritické plazma vytvořené z plynných terčů bývá používáno pro urychlování elektronů. Naopak pro urychlování iontů se využívá fólií či destiček pevného skupenství, pro něž se vytvoří nadkritické plazma pro dané laserové záření.

3.3.1 Relativistická autofokusace

Kvůli difrakci laserového impulzu by však bylo nemožné laser použít k urychlování částic (elektronů) na vyšší energie a bylo by třeba hledat způsob, jak laser v plazmatu fokusovat. Z experimentů se ukázalo, že při dostatečném výkonu laseru zajistí fokusaci samotné plazma.

Laserový impuls, který bude samozřejmě interagovat také s elektrony plazmatu, zajistí pohyb těchto elektronů, což má za následek relativistickou změnu hmotnosti elektronů, díky které dochází ke změně elektronové frekvence plazmatu

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\eta_e e^2}{\gamma \varepsilon_0 m_e}} = \frac{\omega_{p0}}{\gamma^{1/2}}, \quad (3.7)$$

kde ω_{p0} je plazmatu ponechaného v klidu, $\gamma = (1 + a_0^2)^{1/2}$ je Lorentzův faktor, η_e je elektronová hustota plazmatu, e je elektrický náboj elektronu, ε_0 je permitivita vakua a m_e je jeho klidová hmotnost. Tím samozřejmě dochází ke změně vlastností plazmatu, zejména jeho indexu lomu, jenž je dán vztahem

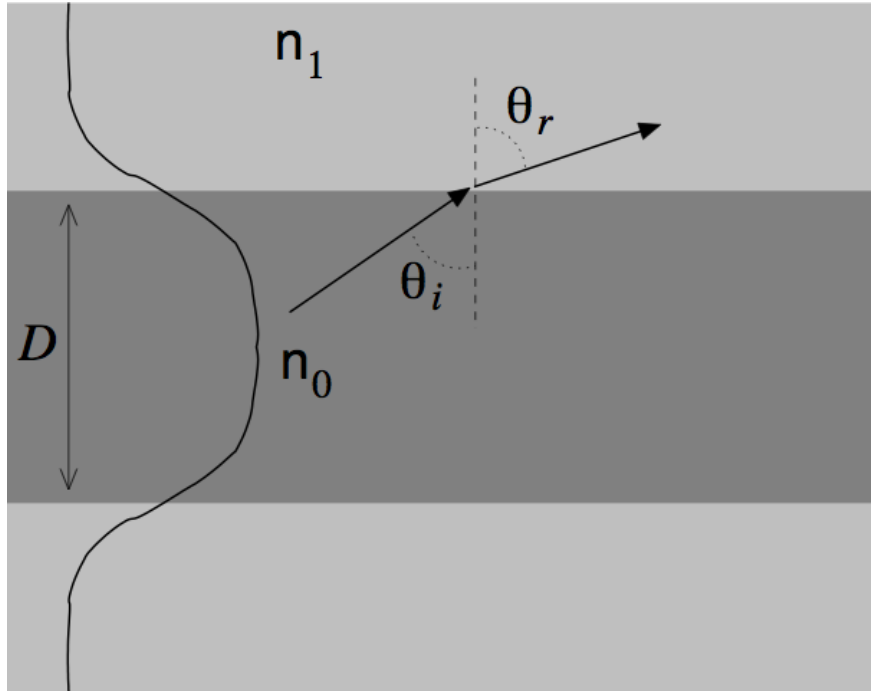
$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Závislost intenzity laserového impulsu na vzdálenosti od osy svazku má obvykle gaussovský tvar, a tak s využitím vztahů $\gamma = (1 + a_0^2)^{1/2}$ a (3.2), dosazením do frekvence plazmatu ω_p dané vztahem (3.7) a následným využitím vztahu pro index lomu plazmatu (3.8), zjistíme velmi jednoduše, že s rostoucí vzdáleností od osy laserového impulsu index lomu plazmatu n klesá.

Je tedy zřejmé, že divergující svazek fotonů laserového impulsu bude při vzdalování se od osy narážet na rozhraní prostředí s jinými hodnotami indexu lomu, čímž se bude zahýbat. Při překročení určitého výkonu dojde na rozhraní dvou takových prostředí k odrazu, laserový svazek se tedy bude sám fokusovat, a plazma tak vlastně funguje jako spojná čočka. Řád tohoto minimálního potřebného výkonu (jenž se nazývá kritický výkon) lze odvodit za použití známého Snellova zákona

$$\frac{\sin \theta_r}{\sin \theta_i} = \frac{n_0}{n_1} > 1, \quad (3.9)$$

kde θ_i je úhel (měřený od kolmice), pod kterým přilétají fotony k rozhraní prostředí s různými indexy lomu, θ_r je úhel (opět měřený od kolmice), pod kterým vylétají fotony z rozhraní těchto dvou prostředí a n_0 , resp. n_1 jsou indexy lomu těchto dvou prostředí.



Obrázek 3.1: Ilustrační obrázek ke změně směru šíření laserového impulzu vlivem různého indexu lomu v jednotlivých "vrstvách" daných vzdáleností od osy svazku. [11]

Jelikož jedinou proměnnou elektronové frekvence plazmatu, jak je vidět z vyjádření (3.7), je množství elektronů v jednotce objemu n_e , lze použít disperzní relaci pro experimentální určení koncentrace plazmatu. Stačí k tomu změřit plazmovou frekvenci elektronů (například s využitím existence maximální frekvence záření, které ještě prochází plazmatem bez toho, že by se odráželo) a následně vypočítat množství elektronů v jednotce objemu (tedy koncentraci) ze vztahu (3.7) [12].

3.3.2 Kritický výkon

Relativistická autofokusace nastává při překročení kritického (prahového) výkonu, pro nějž (jak se ukázalo z experimentů) platí vztah [11]

$$P_c \text{ [GW]} = 17 \frac{\eta_c}{\eta_e}. \quad (3.10)$$

Bude-li výkon několikanásobně vyšší než tato hodnota, mohou se objevit další ohniska, z nichž se nakonec vytvoří jediný kanál, jímž bude impulz veden. Takový jev se pak nazývá samovedení laserového impulzu plazmatem. Laserový impulz se bude neustále fokusovat a

defokusovat, dokud bude mít dostatek energie. Tímto způsobem může při zachování vysoké projít až několik Rayleighových délek. [11] Navíc, protože fázová rychlost vlnění v prostředí závisí na indexu lomu n tohoto prostředí vztahem $v_\varphi = c/n$, kde c je rychlost světla ve vakuu, je zřejmé, že se bude měnit i tvar impulsu, a tedy i časový a prostorový profil intenzity.

3.3.3 Kritická hustota

Ze vztahu (3.8) je také vidět, že musí být nutně splněna podmínka $\omega > \omega_{p0}$, aby index lomu zůstal reálný. V opačném případě, kdy je index lomu komplexní, dochází k nežádoucímu útlumu laserového impulsu. Tuto podmínku můžeme přepsat za pomoci vztahu (3.7) do tvaru, ve kterém omezíme elektronovou hustotu plazmatu shora takzvanou kritickou hustotou η_c vypočítanou právě pro frekvenci ω jako

$$\eta_e < \eta_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}. \quad (3.11)$$

Plazma s hodnotou elektronové hustoty splňující tento vztah pro určitou vlnovou délku λ je schopné propouštět elektromagnetické záření o této vlnové délce a nazýváme jej podkritickým plazmatem. V opačném případě, kdy $\eta_e \geq \eta_c$, dostáváme $1 - \eta_e/\eta_c < 0$, tedy index lomu n nabývá pro dané záření komplexních hodnot, to se tak nemůže plazmatem šířit a bude odraženo. Takové plazma nazýváme nadkritickým plazmatem.

Nejenže je laser ovlivňován plazmatem, ale samotné plazma je samozřejmě i dále po svém vzniku ovlivňováno laserem. Elektrony jsou ponderomotivní silou přemísťovány do míst, kde je nižší intenzita laserového impulsu. Protože má intenzita, jak již bylo zmíněno, gaussovskou závislost na vzdálenosti od osy, budou elektrony vypuzeny z oblasti kolem osy laserového svazku. Vznikne oblast bez elektronů, v níž se nacházejí prakticky pouze ionty. Nastává tedy situace, kdy $\eta_e(0) < \eta_e(r)$. Ionty se však nemohou vyskytovat v tomto prostoru samotné kvůli jejich souhlasnému náboji, a tak dojde coulombickým odpuzováním k vypuzení iontů z této oblasti, čímž vznikne kanál podél osy se sníženou hustotou, kterým lze vést další laserový impuls [13].

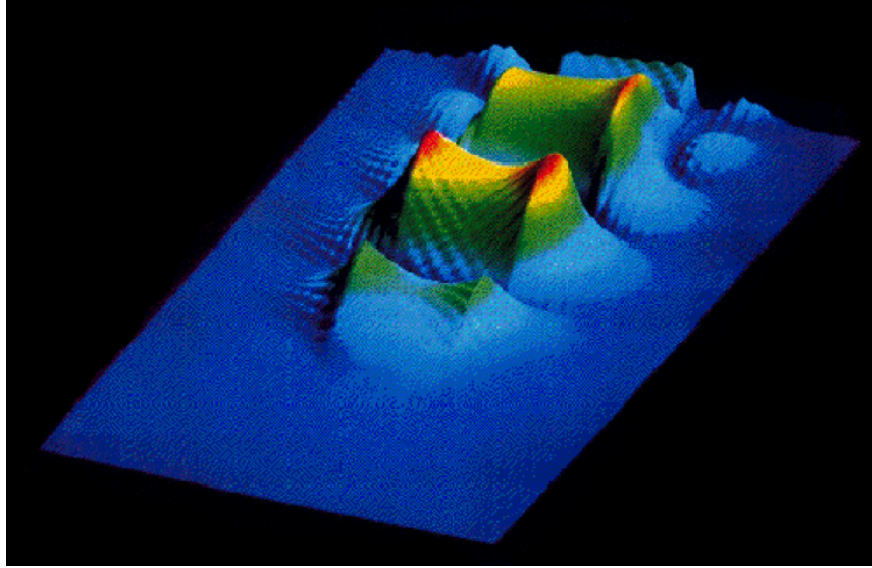
URYCHLOVÁNÍ ELEKTRONŮ

Laserový impulz má příčné elektrické pole, a tudíž se nehodí přímo pro urychlování částic. V roce 1979 však zveřejnili T. Tajima a J. Dawson článek *Laser Electron Accelerator* [14] (tedy v překladu *Laserový urychlovač elektronů*), ve kterém prezentovali, jakým způsobem by mohlo elektrické pole vznikající interakcí laserového impulzu s plazmatem zajišťovat urychlení elektronů na energie stovek MeV a vyšší. V plazmatu je možné laserem vybudit podélné vlny, čímž dostáváme podélné elektrické pole řádu až několika set GV/m a takové podélné pole je již pro urychlování částic (elektronů) možné využít. [15]

Výhodou takového urychlovače by nepochybně byla jeho finanční a prostorová nenáročnost v porovnání s lineárními urychlovači, jež jsou v současnosti používány. Podobný laserový urychlovač by jistě našel mnohá uplatnění nejen v experimentálních laboratořích, ale také v medicíně či průmyslu.

4.1 Plazmové vlny

V plazmatu vzniká různými vzruchy a narušeními velké množství vln. Takovým popisovaným vzruchem může být samozřejmě laserový impulz, který prochází plazmatem, které bylo vytvořeno z plynného terčíku samotným impulzem. Laserový impulz vytlačuje ponderomotorickou silou elektrony z oblastí impulzu, a tak za ním v plazmatu vzniká vlna (takzvané „brázdové pole“ z anglického pojmu *wakefield*), jako je zobrazeno na obrázku 4.1.



Obrázek 4.1: Brázdové pole vznikající za laserovým impulzem při průchodu plazmatem. Čím teplejší barva, tím silnější pole.

Při vysokých frekvencích lze uvažovat, že se ionty v plazmatu téměř nepohybují, jelikož nedokážou na toto vysokofrekvenční pole reagovat kvůli své relativně vysoké hmotnosti oproti hmotnostem elektronů. Tyto vlny se tedy týkají pouze pohybu elektronů, které se chovají téměř jako tekutina. Elektrony vychýlené ponderomotorickou silou ze svých pozic budou nuceny vracet se zpět ke svým rovnovážným polohám vlivem coulombického potenciálu, který je vytvářen nehybnými ionty, a tímto způsobem vznikají oscilace elektronů v plazmatu. Vychýlenými elektrony jsou ovlivněny elektrony v přilehlých oblastech plazmatu a vzniká tak vlnění, které se plazmatem může dále šířit ve směru šíření laserového impulzu. Laserová vlna samozřejmě bude splňovat disperzní relaci

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2. \quad (4.1)$$

Ze vztahu (4.1) je vidět, že frekvence těchto vln je nutně vyšší než frekvence plazmatu nenarušeného laserovým impulzem. Fázová rychlost těchto vln $(v_f)_p$ je téměř rovna grupové rychlosti laserového impulzu $(v_g)_L$ [11]:

$$(v_f)_p = (v_g)_L = c \sqrt{1 - \frac{\eta_e}{\eta_c}} \quad (4.2)$$

a je samozřejmě nižší než rychlost světla c pohybujícího se ve vakuu (neboť grupová rychlost nemůže nikdy překročit rychlost světla).

4.2 Urychlení elektronu

Plazmové vlny lze účinně vybudit, je-li délka laserového impulsu τ_L srovnatelná s periodou τ_p oscilací v plazmatu. To odpovídá hustotě plazmatu

$$\eta_e[\text{cm}^{-3}] = \frac{1,6 \cdot 10^{21}}{\tau_L^2[\text{fs}]} \quad (4.3)$$

Režim urychlování využívající těchto plazmových vln označujeme jako urychlování laserovým brázdovým polem nebo LWFA (z anglického *laser wakefield acceleration*). Jak je vidět ze vztahů (3.5) a (3.6), ponderomotorická síla je kvadraticky závislá na gradientu intenzity elektrického pole, tedy i krátký impuls s relativně nízkou energií má schopnost vybudit vlny o vysoké amplitudě. Amplituda vln brázdového pole bude maximální v případě, kdy doba trvání impulsu τ_L odpovídá přibližně dvojnásobku periody oscilace elektronů v plazmatu [11].

Laserový impuls totiž ponderomotorickou silou nejprve urychlí elektrony ve směru svého šíření a následně po čase úměrném délce trvání impulsu τ_L je urychlí znovu v opačném směru v okamžiku, kdy intenzita elektrického pole na konci impulsu prudce klesá. Elektrony urychlené v první části procesu tedy začnou oscilovat s frekvencí plazmatu a v čase rovném polovině periody π/ω_p budou mít maximální rychlost ve směru opačném ke směru šíření laserového impulsu. V tomto okamžiku budou impulzem urychleny podruhé. Při takové délce trvání impulsu tak vzniká *rezonanční brázdové pole*. V případě, kdy by byl použit laserový impuls o dvojnásobné délce trvání (tzn. $\tau_L = 2\pi/\omega_p$), by urychlení v druhé části procesu vyrušilo první urychlení [11].

Růst amplitudy plazmových vln samozřejmě není neomezený, je limitován takzvaným lámáním vln. To je dobře popsáno v teorii hydrodynamiky, kde je lámání vln spojeno se singularitami v rovnicích popisujících chování tekutin. Amplituda maximálního urychlovacího elektrického pole je dána hodnotou tohoto elektrického pole, kdy dochází k lámání vln, tedy [11]

$$E_{WB} = \frac{m_e c \omega_p}{e} \sqrt{2(\gamma - 1)} \simeq 0,96 \text{ [V/cm]} \sqrt{2\eta_e(\gamma - 1)}. \quad (4.4)$$

Tento vztah je odvozen pro jednorozměrné chladné plazma. Pro horké a vícerozměrné plazma je toto limitní pole obvykle nižší. Při lámání vln dochází k injekci elektronů, během tohoto procesu jsou vlny nevratně tlumeny. Elektrony, které jsou injektované tímto způsobem, se

dostanou mimo fázi s plazmovou vlnou, začnou cítit elektrické pole této vlny a jsou následně urychleny. Urychlování elektronů pomocí brázdového pole je limitováno délkou interakce laserového impulzu s plazmatem. Tato délka je úměrná Rayleighově délce [16]

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}, \quad (4.5)$$

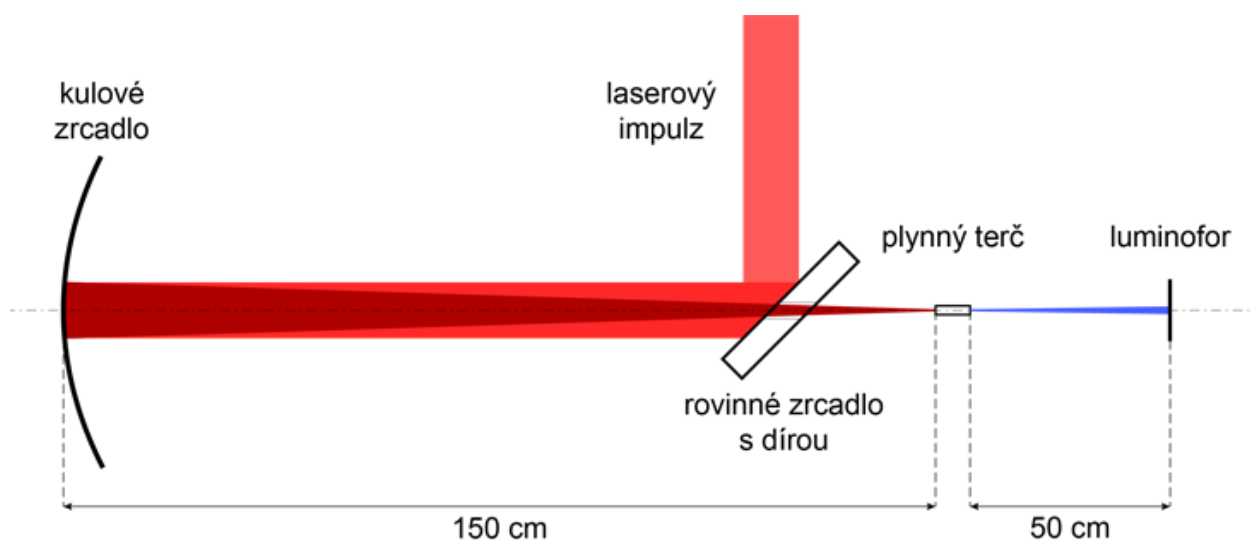
kde w_0 je poloměr laserového svazku v ohnisku. Jelikož fázová rychlost brázdové vlny je nižší než rychlost světla ve vakuu, elektrony jsou nakonec urychleny na rychlost vyšší než tato fázová rychlost, elektrony opustí urychlovací fázi brázdového pole a přejdou do zpomalovací fáze. Vzdálenost, po které se elektrony dostanou do fáze, kdy jsou zpomalovány, je označována jako rozfázovací délka a je dána vztahem [17]

$$L_D \simeq \frac{\lambda_p^3}{\lambda_L^2} \simeq \eta_e^{-3/2}. \quad (4.6)$$

PRODUKCE ELEKTRONOVÝCH SVAZKŮ

5.1 Urychlování elektronů femtosekundovým laserem na PALSu

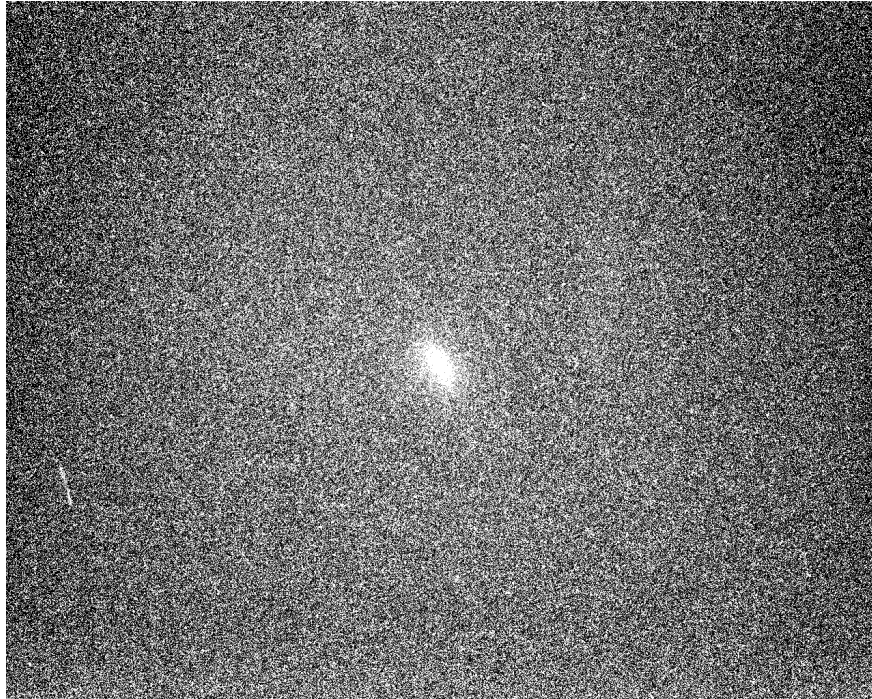
Experiment provedený v březnu 2012 měl za cíl ukázat, zda je titan-safírový laserový systém v centru PALS o výkonu 25 TW schopen vybudit v plynovém terčiku plazma, které by bylo možné použít pro vytvoření urychlených elektronových svazků. Na obrázku 5.1 je vyobrazeno experimentální uspořádání experimentu. Laserový impulz o délce 40 fs a energiích 600 až 900 mJ byl odrazem od rovinného zrcadla přiveden na kulové zrcadlo. Toto zrcadlo s ohniskovou vzdáleností 150 cm fokusovalo impulz na plynový (dusíkový) výtrysk délky 4 mm a šířky 0,4 mm ($n_e \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Poloměr ohniska (FWHM) byl asi $25 \mu\text{m}$, což znamená intenzitu laseru řádově 10^{18} W/cm^2 .



Obrázek 5.1: Základní experimentální uspořádání experimentu pro urychlování elektronů.

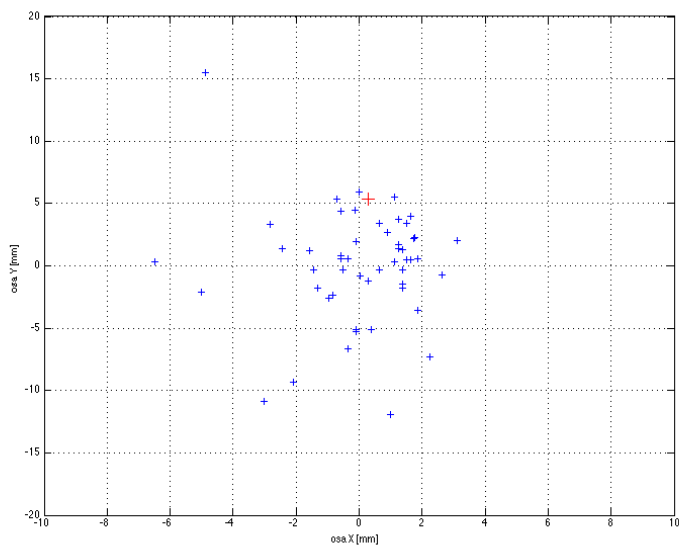
50 cm za výtryskem (vzhledem ke směru laserového impulzu) byl umístěn luminofor Pro-

xitronic ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} : \text{Tb}$) snímáný CMOS kamerou. Snímání obrazu kamerou bylo synchronizováno s dusíkovým výtryskem a příchodem laserového impulsu tak, aby byl elektronový svazek zachycen na luminoforu. Z 95 provedených výstřelů bylo v cca 56 % případů registrován kolimovaný elektronový svazek. Příklad obrazu registrovaného kamerou, jež snímala luminofor, je zobrazen na obrázku 5.2, odkud je vidět velikost a divergence registrovaného svazku. Divergence byla v registrovaných případech $(0,5 \pm 0,1)^\circ$ horizontálně a $(0,7 \pm 0,4)^\circ$ vertikálně.

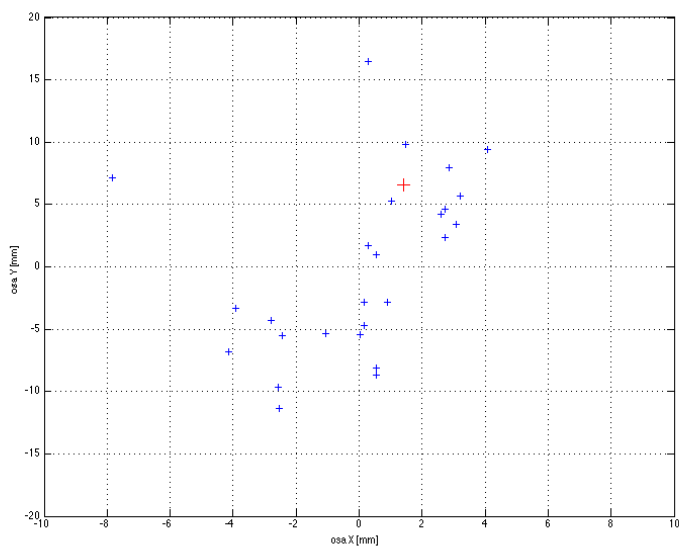


Obrázek 5.2: Ukázka obrazu kamery snímající luminofor, na němž je zachycen záblesk způsobený elektronovým svazkem.

Na obrázcích 5.3 a 5.4 je vyobrazena směrovost elektronového svazku. První z nich znázorňuje směrovost svazku pro případy, kdy byl na luminoforu detekován jeden spojitý elektronový svazek. Druhý znázorňuje pozice svazků, jež byly rozděleny na dvě či více částí, což může být způsobeno nekontrolovatelným lámáním plazmové vlny na několika místech (podélným a/nebo příčným lámáním) či stejným typem lámání (např. pouze podélným) několika po sobě jdoucích plazmových vln a následně různými urychlovacími podmínkami.



Obrázek 5.3: Směrnost elektronového svazku určená dle pozice svazků na ploše luminoforu. Souřadnice (0, 0) odpovídá těžišti pozic registrovaných svazků. Červeně je označena osa experimentu.



Obrázek 5.4: Směrnost elektronového svazku zaznamenaná luminoforem pro případy, kdy se svazek rozdělil na více částí. Souřadnice (0, 0) odpovídá těžišti pozic registrovaných svazků. Červeně je označena osa experimentu.

Jelikož autoinjekce elektronů pomocí lámání vln je velmi obtížně kontrolovatelný proces, byla z tohoto důvodu v experimentu zjištěna relativně vysoká divergence svazku a nestability ve směrovosti. Zajištění stabilizace směrovosti a snížení divergence bude předmětem dalších experimentů, kde bychom mohli využít například optické injekce [18], kdy se použije dvou laserových impulzů. Jeden z nich vybudí brázdové pole a druhým impulzem jsou injektovány elektrony.

MĚŘENÍ TEPLoty PLAZMATU

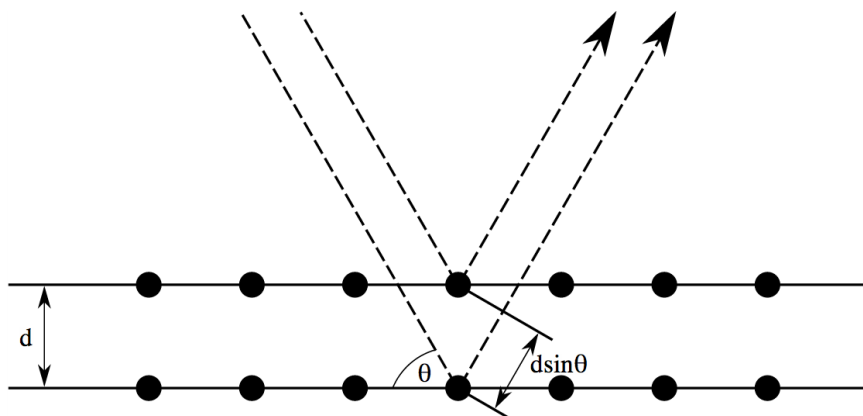
Pro účely analýzy spektra plazmatu byl při experimentu zabývajícím se vytvořením rentgenového laseru za pomoci jodového laserového systému s impulzy o vlnové délce $\lambda = 1315$ nm a energiemi až 1,2 kJ použit spektrometr, jenž by bylo možné použít v další fázi našeho experimentu pro získání spekter, z nichž lze následně určit elektronovou teplotu plazmatu. Ve zmiňovaném experimentu, kde je vytvářen rentgenový laser, je sice velké množství parametrů a podmínek odlišných od těch, které se vyskytují při experimentu na titan-safírovém laserovém systému (asi největším rozdílem je použití pevného zinkového terčíku namísto terčíku plynného dusíkového), avšak spektrometr, jenž byl pro tento experiment sestaven, bude možné využít i v našich podmínkách. Znat teplotu plazmatu je při elektronovém urychlování důležité hlavně z důvodu přítomnosti předpulzu, který do plazmatu dorazí před hlavním laserovým impulzem a který samozřejmě mění podmínky v plazmatu (ohřívá jej).

6.1 Spektrometr

Hlavní součástí spektrometru je krystal, který působí jako difrakční mřížka. Záření se v tomto případě řídí Braggovým zákonem, jenž říká, že záření o vlnové délce λ se po odrazu od paralelních rovin krystalu, které jsou od sebe vzdáleny o vzdálenost d , šíří ve směru daném úhlem θ právě tehdy, když je rozdíl mezi drahami paprsků, které se odrážejí od jednotlivých rovin krystalu, roven celočíselnému násobku jejich vlnové délky λ :

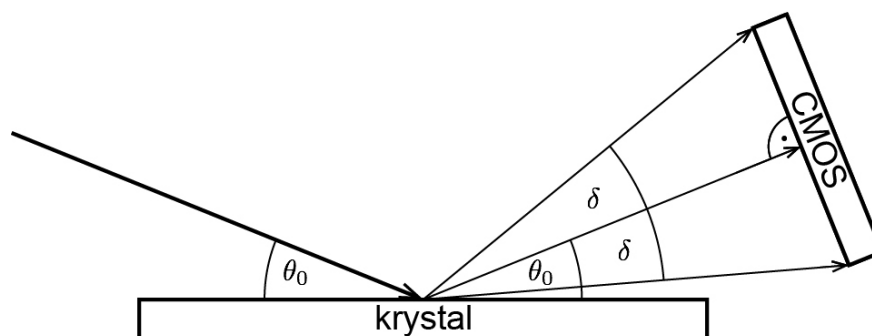
$$2d \sin \theta = n\lambda, \tag{6.1}$$

kde n je řád difrakce daného paprsku.



Obrázek 6.1: Grafické znázornění Braggova zákona.

Použitým krystalem byl krystal KAP (hydrogenftalan draselný) o rozměrech 50x20x2 mm s mřížkovou konstantou $d = 1,33 \text{ nm}$. Ten je připevněn uvnitř světlotěsné schránky s úzkou štěrbinou. Ke schránce je také připojena CMOS kamera PixeLINK A741 s čipem o velikosti 8,57x6,86 mm a rozlišením 1280x1024 pixelů (spektrometr je schématicky znázorněn na obrázku 6.2).



Obrázek 6.2: Schéma spektrometru s krystalem KAP a CMOS kamerou. Elektromagnetické záření dopadající pod úhlem θ_0 se odráží dle zákona dopadu a odrazu a zároveň dochází k disperzi dle Braggova zákona.

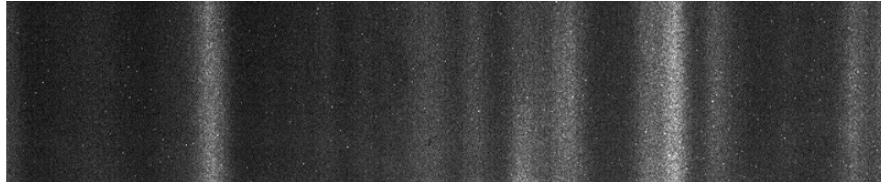
6.2 Kalibrace spekter

Z naměřených spekter lze určit elektronovou teplotu T_e ze vztahu [19]

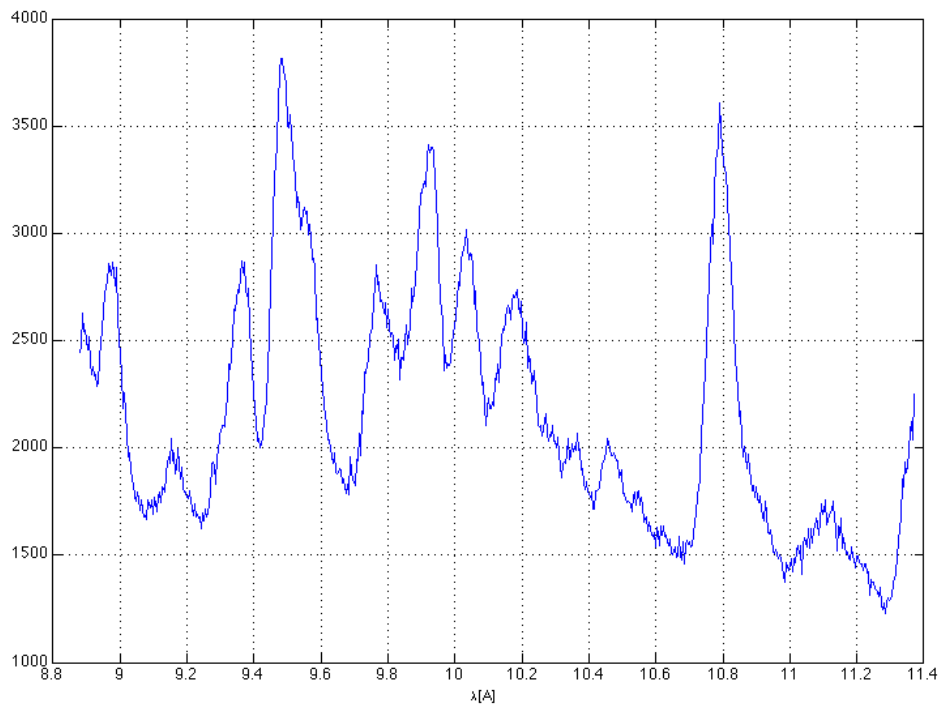
$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{A_2 \lambda_1 g_2}{A_1 \lambda_2 g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT_e}\right), \quad (6.2)$$

kde A_1 a A_2 jsou koeficienty spontánní emise mezi příslušnou hladinou a základní hladinou, λ_1 a λ_2 jsou vlnové délky, g_1 a g_2 jsou statistické váhy daných přechodů, E_1 a E_2 jsou energie horních hladin těchto přechodů a k je Boltzmannova konstanta. Odtud lze tedy vyjádřit elektronovou teplotu T_e jako

$$kT_e = \frac{E_1 - E_2}{\ln \frac{A_1 \lambda_2 g_1 I_2}{A_2 \lambda_1 g_2 I_1}}. \quad (6.3)$$



Obrázek 6.3: Obrázek zachycený CCD kamerou spektrometru.



Obrázek 6.4: Kalibrované spektrum plazmatu určené z obrázku zachyceného kamerou spektrometru.

Na obrázcích 6.3 a 6.4 je zobrazen obrázek zachycený CMOS kamerou spektrometru a z něj určené spektrum plazmatu rentgenového laseru. Obrázek 6.4 byl vytvořen ze spektra

6.3. Ve stejném programu byla provedena i kalibrace spektra. Pro tu byly použity přechody na vlnových délkách $\lambda_1 = 0,98076$ nm (přechod $2s2p^63p_{J=1} \rightarrow 2p_{J=0}^6$) a $\lambda_2 = 1,0456$ nm (přechod $2s^22p^53d_{J=1} \rightarrow 2p_{J=0}^6$). Hodnoty vlnových délek těchto přechodů byly přiřazeny příslušným píkům dle jejich souřadnic na ose x, byl dopočten interval vlnových délek odpovídající jednomu pixelu v obrázku spektra a odtud byla dále provedena lineární extrapolace hodnot vlnových délek na celou šířku spektra.

Zmiňovaným přechodům odpovídají energie $E_1 = 10196200 \text{ cm}^{-1} = 1264,168 \text{ eV}$, resp. $E_2 = 9563480 \text{ cm}^{-1} = 1185,72 \text{ eV}$ a Einsteinovy koeficienty spontánní emise $A_1 = 1,31 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, resp. $A_2 = 5,22 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ [20]. Dosadíme-li tyto hodnoty do vzorce 6.3, obdržíme hodnotu elektronové teploty plazmatu $kT_e = 22,9703 \text{ eV}$. Při použití spektrometru a následné kalibrace spekter v experimentu s urychlováním elektronů laserem na titan-safírovém laserovém systému by bylo vhodné srovnávat vypočtené hodnoty s hodnotami získanými z počítačových simulací pro lepší srovnání s teorií.

ZÁVĚR

V popisovaných experimentech bylo dosaženo několika úspěchů. V experimentu na titan-safírovém laserovém systému bylo hlavním cílem získat urychlené svazky elektronů. Bylo vytvořeno plazma z plynového (dusíkového) výtrysku a následnou interakcí laserového impulsu s tímto plazmatem vznikly podélné plazmové vlny, jejichž lámáním došlo ke generování urychlených elektronových svazků. Ty byly detekovány na luminoforu a byla vypočtena jejich divergence a zhodnocena jejich směrovost.

Ukázalo se, že v budoucnu bude třeba lépe stabilizovat směrovost svazku a snížit divergenci, čehož zkusíme dosáhnout testováním různých injekčních schémat, jako je například optická injekce. Při té se využívá dvou laserových impulsů, kdy první vybudí brázdové pole a druhým impulzem jsou injektovány elektrony. Kromě zajištění směrové stability bude třeba také přidat do experimentu měření délky svazku a jeho energie. V případě energie bude dále nutné zajistit energetickou stabilitu.

Bude třeba také provést diagnostiku vytvářeného plazmatu. Například pomocí interferometrie, stínografie či šlírové fotografie bude možné zobrazit gradienty hustoty plazmatu. Způsobem popsaným v poslední kapitole této práce budeme také schopni určit elektronovou teplotu plazmatu v okamžiku před příchodem hlavního impulsu, kdy už se však mění parametry plazmatu vlivem interakce s předpulzem. Díky tomu bude možné změnu elektronové teploty korigovat či ji využít v náš prospěch. Tento způsob byl úspěšně vyzkoušen během experimentu s rentgenovým laserem, kde bylo obdržené spektrum kalibrováno podle zvolených význačných píků a ze znalosti parametrů daných přechodů byla určena elektronová teplota plazmatu.

Literatura

- [1] M. D. Perry and G. Mourou. *Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers*. Science, New Series, 264(5161):917–924, 1994.
- [2] J. Tolar. *Vlnění, optika a atomová fyzika - základní kurz fyziky FJFI*. URL: <http://www.fjfi.cvut.cz/k402/skripta/voaf/voaf.pdf>, 2012.
- [3] O. Svelto. *Principle of Lasers*. Springer, 2010.
- [4] R. Paschotta. *Mode-locking*. URL: http://www.rp-photonics.com/mode_locking.html, 2011.
- [5] T. A. Planchon V. Chvykov G. Kalintchenko A. Maksimchuk G. Mourou S.-W. Bahk, P. Rousseau and V. Yanovsky. *Generation and characterization of the highest laser intensities*. Optics Letters, 29:2837–2838, 2004.
- [6] G. Mourou. *Optics in the relativistic regime*. Reviews of Modern Physics, 78(2):309–371, 2006.
- [7] D. Bauer. *Theory of intense laser-matter interaction*. URL: <http://www.physik.uni-rostock.de/fileadmin/Physik/Bauer/tilmi.pdf>, 2006.
- [8] D. Umstadter, S. Chen, R. Wagner, A. Maksimchuk, and G. Sarkisov. *Nonlinear optics in relativistic plasma*. Optics Express, 2(7):282–288, 1998.
- [9] J. Nejd. *X-ray Laser Seeded by High-order Harmonic Beam*. Diplomová práce, FJFI ČVUT, 2007.
- [10] G. Leuchs. *Multiphoton ionization of atoms*, volume 182. Springer Berlin / Heidelberg, 1983.

-
- [11] A. Macchi. *An introduction to ultraintense laser-plasma interactions*. URL: http://www.df.unipi.it/~macchi/PLASMI/pr_notes.pdf, 2011.
- [12] P. Kulhánek. *Teorie plazmatu*. URL: <http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf>, 2009.
- [13] D. Umstadter. *Relativistic laser-plasma interaction*. *Journal of Physics*, 36(8):151–165, 2003.
- [14] T. Tajima and J. M. Dawson. *Laser Electron Accelerator*. *Physical Review Letters*, 43:267–270, 1979.
- [15] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*. *Reviews of Modern Physics*, 81:1229–1285, 2009.
- [16] J. Faure V. Malka, A. Lifschitz and Y. Glinec. *Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-GeV electron beams*. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 9(9), 2006.
- [17] W. P. Leemans. *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*. *Nature Physics*, (2), 2006.
- [18] H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig, and E. Esarey. *Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition*. *Physical Review Letters*, 86:1011–1014, 2001.
- [19] B. Rus, P. Zeitoun, T. Mocek, S. Sebban, M. Kálal, A. Demir, G. Jamelot, A. Klisnick, B. Králiková, J. Skála, and G. J. Tallents. *Investigation of Zn and Cu prepulse plasmas relevant to collisional excitation x-ray lasers*. *Physical Review A*, 56:4229–4241, 1997.
- [20] P.A. Loboda. *Atomic Database Spectr- W^3 for Plasma Spectroscopy and Other Applications*. URL: <http://spectr-w3.snz.ru/splines.phtml>, 2012.