

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



Měření délky elektronového svazku urychleného laserem generovanými plazmovými vlnami

Measurement of electron bunch duration in laser-driven plasma-based accelerators

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Patrik Puškáš
Vedoucí práce: Ing. Dominika Mašlárová
Konzultant: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.
Rok: 2021



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2020/2021

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Patrik Puškáš

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Měření délky elektronového svazku urychleného laserem generovanými plazmovými vlnami
(česky)

Název práce: Measurement of electron bunch duration in laser-driven plasma-based accelerators
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

1. Seznamte se základy fyziky laserového plazmatu. Popište základní principy generace vysoko-intenzivních laserových impulzů a základní pojmy fyziky plazmatu.
2. Popište metody urychlování elektronů laserem. Speciálně se zaměřte na urychlování brázdovou vlnou, angl. „laser wakefield acceleration“.
3. Seznamte se s aktuálně používanými metodami měření délky ultrakrátkých elektronových svazků. Podrobně popište fyzikální principy těchto metod.
4. Navrhněte diagnostiku pro měření délek ultrakrátkých elektronových svazků.

Doporučená literatura:

- [1] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans: Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009)
- [2] S. Corde et. al.: Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators, Rev. Mod. Phys. 85, 1 (2013)
- [3] B. Gitter: Optical transition radiation, UCLA (1992)
- [4] O. Lundh et al.: Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator, Nature Commun. 7, 219 (2011)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Dominika Mašlářová, Ústav fyziky plazmatu Akademie věd ČR, v. v. i.;
Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Miroslav Krůs, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu Akademie věd ČR, v. v. i.,

Datum zadání bakalářské práce: 23.10.2020

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2021

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....
garant oboru

.....
vedoucí katedry

.....
děkan

V Praze dne 23.10.2020

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Patrik Puškáš

Pod'akovanie

Ďakujem vedúcej svojej bakalárskej práce Ing. Dominike Mašlárovej za uvedenie do problematiky, trpezlivé a odborné vedenie mojej práce a korektúry. Zároveň ďakujem Ing. Miroslavovi Krúsovi, Ph.D. za konzultácie spojené s vypracovaním tejto práce. V neposlednom rade ďakujem svojej priateľke, rodine a kamarátom za podporu a pomoc pri písaní tejto práce.

Patrik Puškáš

Název práce:

Měření délky elektronového svazku urychleného laserem generovanými plazmovými vlnami

Autor: Patrik Puškáš

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedúci práce: Ing. Dominika Mašlárová

Ústav fyziky plazmatu Akademie věd ČR, v. v. i.

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Ing. Miroslav Krüs, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu Akademie věd ČR, v. v. i.

Abstrakt: Bakalářská práce je venovaná návrhu diagnostiky tvaru ultrakrátkého elektronového svazku urychleného pomocou brázdových vln v plazme za využitia vysokointenzívneho laserového impulzu. V práci je zhrnutá základná teória vysokointenzívnych laserových impulzov a vzniku plazmových brázdových vln, ktoré sú tieto impulzy schopné vybudit'. Elektronové svazky urychľované takouto brázdovou vlnou môžu mať ultrakrátke trvanie, iba v ráde femtosekúnd. Na základe prehľadu aktuálne dostupných metód na meranie ultrakrátkych elektronových sväzkov bolo zistené, že najvhodnejšou metódou na určenie dĺžky elektronového sväzku je využitie koherentného prechodového žiarenia vznikajúceho pri priechode elektronového sväzku kovovou fóliou. Preto bola navrhnutá diagnostika na určenie tvaru a usporiadania produkovaných elektronových sväzkov pomocou tejto metódy, pri ktorej sú analyzované rozdiely výsledných spektrier koherentného prechodového žiarenia. Spektrá boli analyzované pomocou programu Matlab. Bolo určené rozpätie vlnových dĺžok, na ktorých môžeme pozorovať rozdiely vo výsledných spektrách a na ich základe určiť tvar elektronových sväzkov, ako aj identifikovať vláčik za sebou idúcich sväzkov.

Klíčové slová: Urychľovanie brázdovou vlnou, koherentné prechodové žiarenie, diagnostika sväzkov častíc, femtosekundové elektronové sväzky

Title:

Measurement of electron bunch duration in laser-driven plasma-based accelerators

Author: Patrik Puškáš

Abstract: This bachelor thesis is devoted to designing a diagnostics of the shape of an ultrashort electron beam accelerated by laser wakefield acceleration in the plasma using a high-intensity laser pulse. Electron beams accelerated by the wakefield have an ultrashort duration in order of femtoseconds. Based on an analysis of current methods it was found that the most suitable method for determining the length of the electron beam is coherent transition radiation (CTR), generated during the transition of the electron beam through a metallic foil. A diagnostic has been proposed to determine the shape and configuration of produced electron beams using CTR, where the differences in the resulting CTR spectra are analyzed. These spectra were analyzed using Matlab. The wavelength range, where we can observe differences in the resulting spectra, was examined. Based on these differences, the shapes of accelerated electron beams were determined. Moreover, a train of several electron beams was identified by this method.

Key words: Laser wakefield acceleration, coherent transition radiation, particle beam diagnostics, femtosecond electron beams

Obsah

Úvod	11
1 Základy vysokointenzívnych laserov	13
1.1 Laser	13
1.2 Vysokointenzívne lasery	15
1.3 Synchronizácia módov	16
1.4 Zosílenie kmitočtovo rozmiataného impulzu	17
1.5 Gaussovský laserový zväzok	19
2 Interakcia plazmy a laserového impulzu	21
2.1 Základné charakteristiky plazmy a šírenie laserového impulzu plazmou	21
2.2 Ponderomotorická sila	24
2.3 Ionizácia a tvorba plazmy pomocou laserového impulzu	24
2.4 Plazmové vlny	25
2.5 Urýchľovanie elektrónov brázdovou vlnou	26
2.6 Iné metódy urýchľovania elektrónov	27
3 Metódy merania časovej dĺžky elektrónového zväzku	29
4 Návrh diagnostiky na určenie tvaru časového profilu elektrónových zväzkov	33
4.1 Analýza tvaru CTR spektra jedného zväzku	33
4.2 Analýza tvaru CTR spektra niekoľkých zväzkov	36
Záver	43
Literatúra	45

Úvod

Urýchľovače častíc predstavujú jeden z hlavných nástrojov skúmania prírody. Sú využiteľné v rôznych odvetviach, od výskumu jadrových a subjadrových štruktúr v časticovej fyzike, cez aplikácie v priemysle až po medicínu. Jedným z problémov konvenčných urýchľovačov sú nízke urýchľovacie gradienty, ktoré sú limitované maximálnymi urýchľovacími gradientami na úrovni 100 MVm^{-1} [1]. Zvyšovanie energie je tak možné hlavne pomocou stavby väčších urýchľovačov, s čím sú spojené vyššie náklady na stavbu a prevádzku.

Jednou z možných kompaktných alternatív je použitie urýchľovania pomocou laserom generovaných plazmových vln. Koncept urýchľovania brázdovou vlnou (angl. Laser WakeField Acceleration, skrátene LWFA) bol predstavený v roku 1979 [2]. Pri tomto type urýchľovania dosahujú urýchľovacie gradienty hodnôt v stovkách GVm^{-1} [3]. Toto má za následok významnú redukciu potrebnej urýchľovacej vzdialenosti a tým pádom aj veľkosti celého urýchľovača. Základný princíp LWFA spočíva v šírení vysokointenzívneho laserového impulzu v plazme, ktorý zo svojej cesty vytlačí elektróny, pričom ióny zostávajú stacionárne. Následkom vytvorenej nábojovej separácie sa elektróny snažia vrátiť na svoje pôvodné miesto. Tým sa vytvárajú nábojové oscilácie a následne sa formuje plazmová vlna. Tieto vlny potom formujú urýchľovacie dutiny, ktoré urýchľujú zachytené elektróny.

Rozvoj urýchľovania pomocou LWFA bol umožnený významnými objavmi na poli vysokoenergetických laserov, ako objav a rozvoj metódy zosílenia kmitočtovo rozmiataného impulzu (angl. Chirped Pulse Amplification, skrátene CPA), ktorá bola prvýkrát úspešne prevedená v roku 1985 [4] a následne umožnila vývoj laserov s vysokými intenzitami, dnes dosahujúcich dokonca násobne vyšších hodnôt ako hodnota $\sim 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$, potrebná pre LWFA. Prvý prototyp LWFA urýchľovača bol predstavený v roku 1994 a urýchľoval elektróny na niekoľko desiatok MeV [5]. Analýza nelineárneho bublinového režimu v roku 2002 [6] znamenala významný míľnik v tejto oblasti. Prvýkrát boli produkované vysokointenzívne impulzy s nízkym rozptylom energií len na malom zlomku vzdialenosti oproti konvenčným urýchľovačom. Dnes je možné dosiahnutie energií v ráde GeV na vzdialenosti niekoľkých centimetrov [7]. V oblasti diagnostiky LWFA je jednou z najväčších výziev presná rekonštrukcia tvaru ultrakrátkych elektrónových zväzkov. Budúce urýchľovače založené na metóde LWFA by vo veľkom benefitovali z metódy, ktorá by v rámci jedného výstrelu bola schopná zmapovať 3D štruktúru elektrónového zväzku, teda jeho priečny a pozdĺžny profil, ktorý je určený jednoznačne [8].

Táto práca je zameraná na návrh diagnostiky pre meranie dĺžky elektrónového

zväzku urýchleného pomocou LWFA. Obsahom tejto práce je preto teoretický úvod do problematiky vysokointenzívnych laserov, ktoré umožňujú generáciu plazmových vln. Samotnému popisu plazmových vln a procesu urýchľovania LWFA je venovaná druhá kapitola. Tretia kapitola je zameraná na možnosti diagnostiky tvaru produkovaných elektrónových zväzkov. Jednou z týchto metód je použitie koherentného prechodového žiarenia (angl. Coherent Transition Radiation, skrátene CTR), ktoré vzniká pri priechode elektrónového zväzku cez tenkú kovovú fóliu. Táto metóda tvorí základ návrhu diagnostiky, ktorým sa zaoberá štvrtá kapitola tejto práce. Diagnostika sa sústreďuje prevažne na určenie tvaru elektrónových zväzkov, prípadne konfigurácii viacerých za sebou nasledujúcich zväzkov, ktorých generácia je dnes možná [9, 10]. V práci sú prezentované výsledné spektrá pre rôzne tvary týchto zväzkov a ich konfigurácii vytvorené v programe Matlab. Následne sú analyzované rozdiely v jednotlivých spektrách a navrhnuté možné spôsoby detekcie pre výsledné určenie tvaru a konfigurácie produkovaných elektrónových zväzkov.

Kapitola 1

Základy vysokointenzívnych laserov

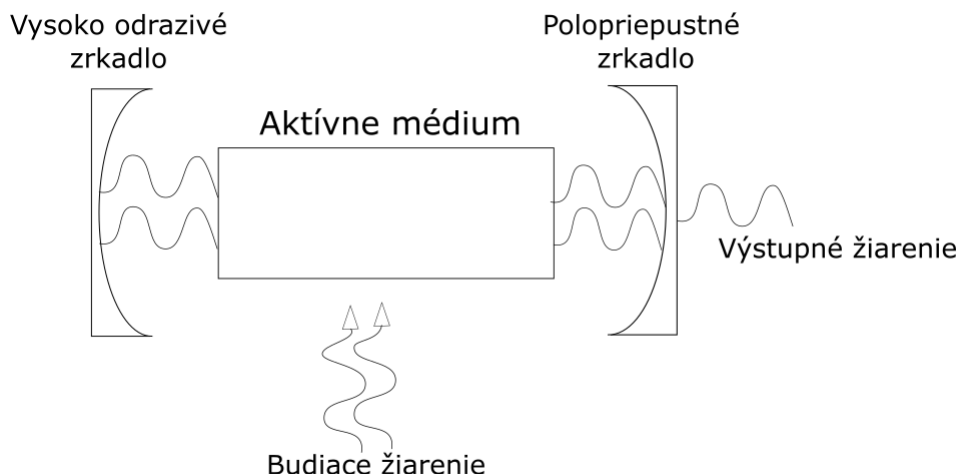
V tejto kapitole sa zoznámime so základnými pojmami a princípmi vysoko-intenzívnych laserov a laserom budenej plazmy. Špeciálne sa zameriame na popis fungovania laseru, techniky synchronizácie módov a chirped pulse amplification a popíšeme Gaussovský laserový zväzok. Uvedenie týchto pojmov nám pomôže pochopiť základy urýchľovania elektrónov v plazme, ktoré je popísané v nasledujúcich kapitolách.

1.1 Laser

Laser (akronym z anglického názvu *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) je zariadenie ktoré generuje monochromatické koherentné elektromagnetické žiarenie v infračervenom, viditeľnom aj ultrafialovom spektre pomocou stimulovanej emisie. Tento koncept navrhol už Albert Einstein v roku 1917 [11]. Prvý Laser bol skonštruovaný v roku 1960 Theodorom H. Maimanom a používal syntetický rubín ako aktívne médium [12]. Na Obr. 1.1 sú znázornené hlavné komponenty laseru - *aktívne laserové médium*, ktoré sa skladá z vhodných atómov, molekúl alebo iontov; *budiaci proces* (angl. *pumping process*), ktorý excituje atómy v médiu na vyšší energetický level; a *rezonátor*, čo je sústava dvoch zrkadiel, jedno vysoko odrazivé a druhé výstupné (polopriepustné), ktoré sú kolmé na osu laseru. Táto sústava umožňuje žiareniu prejsť cez výstupné zrkadlo alebo sa niekoľko krát odraziť a opakovane prejsť cez laserové médium.

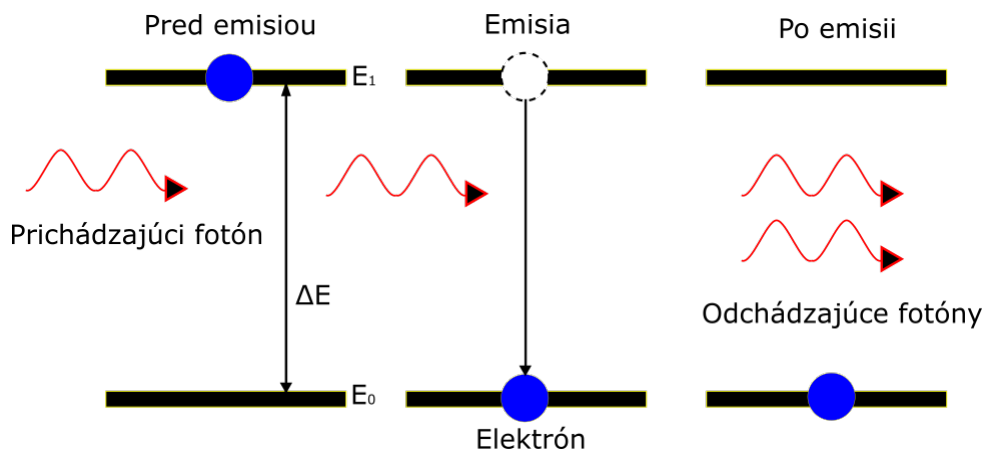
Excitácia elektrónov na vyššie energetické hladiny môže viesť k spontánnej alebo stimulovanej emisii. Spontánna emisia potom, čo je mu fotónom dodaná energia ΔE , ktorá musí byť presne rovná energií potrebnej na excitáciu elektrónu zo základnej energetickej hladiny E_0 na vyššiu energetickú hladinu E_1 . Vyššia energetická hladina však nie je stabilná a tak elektrón po určitom čase (v stovkách nanosekúnd) vyžiari fotón s energiou ΔE náhodným smerom (spontánna emisia) [13].

Stimulovaná emisia prebieha vtedy, ak máme elektrón v excitovanom stave, s ktorým interaguje fotón s energiou rovnou rozdielu energií excitovaného a nižšieho energetického stavu. Potom je emitovaný nový fotón s rovnakou frekvenciou, fázou a polarizáciou ako interagujúci fotón. Tým vzniká monochromatické koherentné žiarenie.



Obr. 1.1: Základná schéma fungovania laseru. Skladá sa z dvoch zrkadiel, jedno vysoko odrazivé a druhé polopriepustné. Ďalšia podstatná časť je aktívne médium v ktorom sa budiace žiarenie amplifikuje a vytvára monochromatické žiarenie.

Proces je naznačený na Obr. 1.2. V aktívnom prostredí laseru musia byť atómy, ktoré majú tzv. metastabilnú hladinu. V takom prípade spadne elektrón po excitácii najprv na túto metastabilnú hladinu bez emisie fotónu (nežiarivý prechod), na ktorej ale vydrží omnoho dlhšiu dobu (v jednotkách milisekúnd). Tým sa zaistí, že elektrón v aktívnom prostredí vydrží excitovaný dostatočne dlhú dobu.



Obr. 1.2: Obrázok princípu stimulovanej emisie. Prichádzajúci fotón svojím pôsobením spôsobí deexcitáciu elektrónu, ktorý následne vyšle fotón s rovnakou frekvenciou, fázou a polarizáciou ako interagujúci fotón.

S metastabilnou hladinou sa viaže aj pojem populačnej inverzie. Tá vzniká, keď sa viac elektrónov nachádza v metastabilnej hladine ako na základnej neexcitovanej hladine, čo je práve zaručené dlhou dobou života metastabilnej hladiny. Prvý stimulujúci fotón spôsobí stimulovanú emisiu ďalšieho fotónu. Z týchto dvoch fotónov jeden spôsobí ďalšiu stimulovanú emisiu na ďalšom elektróne atď., čo vedie k "lavíne"

deexcitácii. Emitované fotóny sa následne spoja v jednu vlnu s danou amplitúdou a pohybujú sa v smere prvého stimulujúceho fotónu. K zosilneniu a usmerneniu tohto žiarenia sa používa práve rezonátor. Ten pozostáva z dvoch zrkadiel, jedno nepriepustné a jedno polopriepustné, ktoré sú kolmé na osu laseru. Fotóny, ktoré sa nenachádzajú na ose laseru teda po čase opustia zosilňujúce prostredie a zostanú jedine fotóny ktoré sa na tejto ose pohybujú. Ich počet rastie s rastúcim počtom stimulovaných elektrónov na metastabilnej hladine. Cez polopriepustné zrkadlo napokon vychádza kvázi-monochromatický lúč s vysokou koherenciou a nízkou divergenciou [13].

Priestorová koherencia umožňuje pomerne nízkou divergenciu laserového zväzku na veľké vzdialenosti, čo môže byť použité napríklad pri priemyselných aplikáciách (laserové rezanie, fotolitografia) alebo pri vedeckých aplikáciách (použitie lidar, prenos informácií) [14]. Časová koherencia umožňuje emitovanie svetla vo veľmi úzkom spektre, prípadne pri produkcii ultra krátkych pulzov (s dĺžkou v rádu femtosekúnd). Lasery sa dnes používajú vo všetkých sférach života, napríklad v optických diskoch, laserových tlačiarňach, čítačkách čiarových kódov, na vojenské účely, optických sieťach, laserových operáciách, rezanie materiálov alebo na zábavných podujatiach. Od ich vynájdenia sa pre svoje vlastnosti stali neoddeliteľnou súčasťou života.

1.2 Vysokointenzívne lasery

Intenzita žiarenia I , nazývaná aj hustota žiarivého toku, je radiometrická veličina, definovaná ako veličina žiarivého toku na jednotku plochy. Jej jednotka je watt na meter štvorcový $[W/m^2]$, avšak bežne sa vo fyzike vysokých intenzít používa watt na centimeter štvorcový $[W/cm^2]$. Intenzitu žiarenia teda môžeme definovať vzťahom

$$I = \frac{d\Phi}{dS}, \quad (1.1)$$

kde Φ je žiarivý tok a S vyjadruje plochu. Vývoj vysokoenergetických laserov vyžaduje definovanie “vysokej” intenzity. Vysoké intenzity odpovedajú prípadu, keď platí pre amplitúdu elektrického poľa laserového impulzu E podmienka [15]:

$$\hbar\omega < m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) < 2m_e c^2, \quad (1.2)$$

kde $\hbar\omega$ je energia fotónu, m_e je hmotnosť elektrónu a a_0 je normalizovaný vektorový potenciál, ktorý môžeme vyjadriť v tvare:

$$a_0 = \frac{eE}{m_e \omega c} = 0,85 \cdot 10^{-9} \sqrt{I \lambda_{\mu m}^2}, \quad (1.3)$$

kde e je elektrický náboj, ω je uhlová frekvencia žiarenia, I je intenzita laserového impulzu a $\lambda_{\mu m}$ je vlnová dĺžka žiarenia tohto impulzu vyjadrená v μm . Pre vlnové dĺžky okolo $1 \mu m$ sú “vysoké” intenzity nad hodnotou $5 \cdot 10^{14} W/cm^2$. V nasledujúcom texte si popíšeme techniky pomocou ktorých sa podarilo generovať vysoko intenzívne laserové impulzy s ultrakrátkym trvaním.

1.3 Synchronizácia módov

Synchronizácia módov, (angl. mode-locking) je metóda generácie ultrakrátkych laserových impulzov (v extrémnych prípadoch len niekoľko fs). Základný princíp je vytvorenie fázovo synchronizovaných pozdĺžnych módov rezonátoru, ktoré pomocou konštruktívnej interferencie vytvárajú ultrakrátke laserové impulzy, nazývané aj rázy. Proces bol navrhnutý v roku 1964 [16].

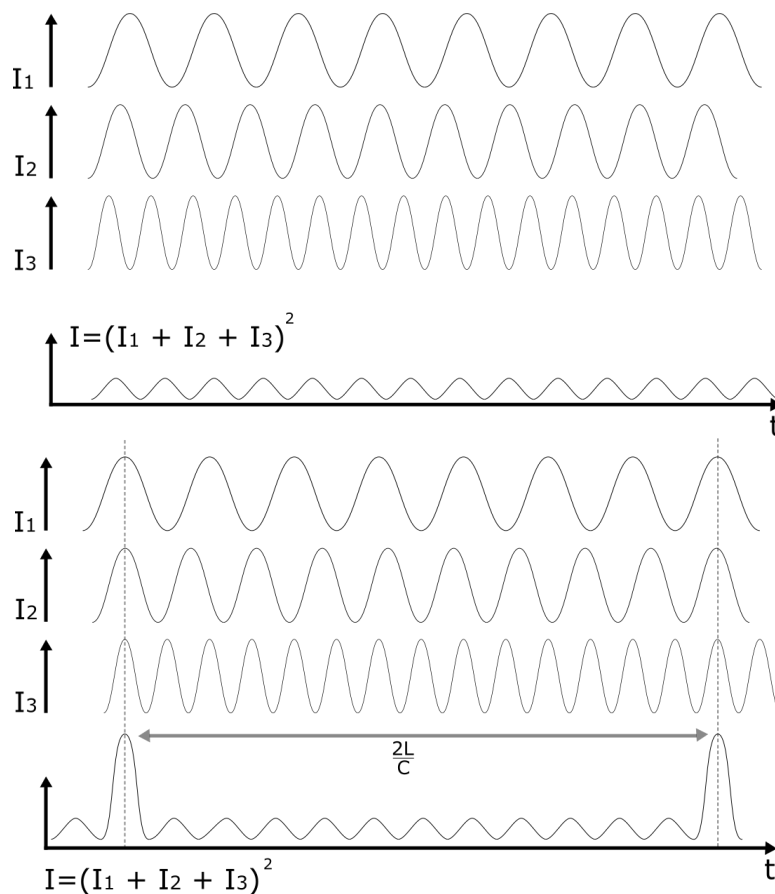
Na synchronizáciu módov musí byť v laserovom rezonátore zariadenie (synchronizátor), ktoré túto fázovú synchronizáciu zabezpečí. Môže sa jednať o aktívny element (napr. optický modulátor) alebo o nelineárny pasívny element, ktorý spôsobia formáciu ultra-krátkeho impulzu v laserovom rezonátore. Pokiaľ sa rezonátor nachádza v stabilnom stave, cirkulujúci impulz ostáva pri každom obehu rezonátoru nezmenený. Keď impulz dosiahne polopriepustné zrkadlo, je z neho emitovaný. Tento emitovaný impulz je ultrakrátky (30 fs až 30 ps) s vysokou najvyššou energiou (peak power). Následne odrazená časť impulzu cestuje znova cez rezonátor, aktívne médium, odrazivé zrkadlo, až sa znova dostane k polopriepustnému zrkadlu a proces sa opakuje. Táto spätná cesta trvá obyčajne niekoľko nanosekúnd. Výsledkom je produkcia ultra-krátkych laserových impulzov v pravidelných intervaloch.

Napriek tomu, že laserové svetlo môžeme považovať oproti klasickým zdrojom svetla za monochromatické, v realite laser produkuje kvázi-monochromatické svetlo s nejakou šírkou pásma, ktorá obsahuje viaceré frekvencie svetla. Tieto frekvencie závisia primárne na type aktívneho média. Ďalším podstatným faktorom je šírka optického rezonátoru. Ten pozostáva z odrazivého zrkadla, aktívneho média a polopriepustného zrkadla, kde za šírku optického rezonátoru považujeme vzdialenosť medzi zrkadlami. Keďže vzniknuté svetlo má vlnový charakter, v rezonátore prebieha konštruktívna a deštruktívna interferencia. To vedie k formovaniu stojatého vlnenia, teda takzvaných módov. Toto stojaté vlnenie formuje diskkrétne harmonické frekvencie. Tieto módy sú jediné frekvencie v rezonátore, ktoré v ňom dlhodobo oscilujú. Všetky ostatné frekvencie sú deštruktívnou interferenciou utlmené.

Pre jednoduchý laser platí, že vzdialenosť medzi zrkadlami L určuje, aké frekvencie vzniknú v rezonátore, a to vzťahom $L = n\frac{\lambda}{2}$, kde λ je vlnová dĺžka a $n \in \mathbb{N}$ je číslo módu. V prípade laseru je L omnoho vyššie ako vlnová dĺžka λ , teda n sa pohybuje v hodnotách 10^5 až 10^6 . Rozdiel frekvencií módov pri stojatom vlnení je konštantný a má veľkosť $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$, kde c je rýchlosť svetla [17].

V laseri bez synchronizovaných módov každý mód osciluje nezávisle, v podstate ako viacero laserov nezávisle produkujúcich svetlo s mierne odlišnými frekvenciami. Pokiaľ máme v laseri niekoľko oscilujúcich módov, potom tieto módy majú tendenciu so sebou interferovať, pričom vznikajú rázy na výstupe z rezonátora. To vedie k fluktuáciám intenzity. Pre lasere s tisíckami módov sa tieto efekty vyrušia a laser podáva skoro konštantný výkon s rovnakou intenzitou.

Pokiaľ jednotlivé módy synchronizujeme pomocou fáze, tak namiesto konštantnej alebo náhodnej intenzity budú módy medzi sebou periodicky konštruktívne interferovať, pričom budú produkovať jeden silný impulz. Tento jav je ilustrovaný na Obr. 1.3 Takýto jav nazývame synchronizácia módov. Čas medzi týmito impulzami



Obr. 1.3: Princíp fungovania synchronizácie módov. Na hornom obrázku sú znázorненé rôzne módy bez synchronizácie, kde I_1, I_2, I_3 sú intenzity jednotlivých módov, I je intenzita výsledného impulzu a t predstavuje čas. Výsledkom je tvorba rázov, pričom pre vyšší počet módov pozorujeme takmer konštantný výkon. Na spodnom obrázku je znázornený systém, kde sú vzniknuté módy synchronizované, teda špecificky sfázované spôsobom, ktorý vytvára krátke impulzy vysokej intenzity. Medzi impulzami je časový rozdiel $\tau = \frac{2L}{c}$.

na výstupe z rezonátora bude $\tau = 2\frac{L}{c}$, teda čas, za ktorý jeden impulz prejde celý rezonátor. Dĺžka jedného impulzu závisí na počte módov, ktoré sú synchronizované [17].

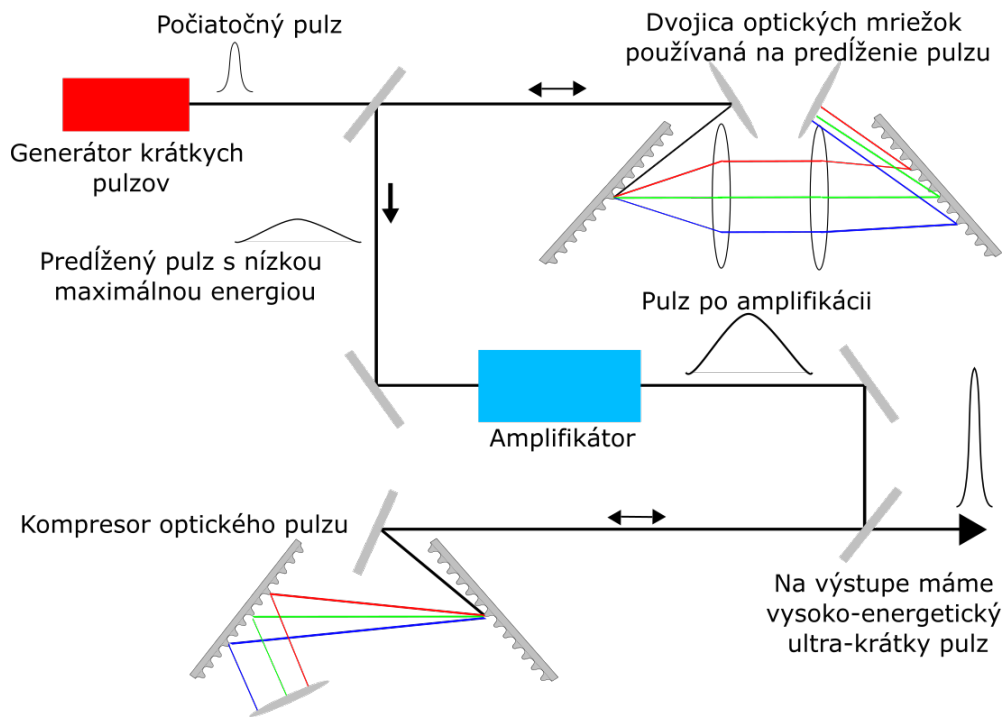
1.4 Zosílenie kmitočtovo rozmiataného impulzu

Zosílenie kmitočtovo rozmiataného impulzu (angl. Chirped pulse amplification), skrátene CPA, je technika používaná na zosilňovanie laserového zväzku. Je založená na časovom roztiahnutí impulzu, jeho zosilnení a následnou kompresiou. Táto technika bola predstavená Donnou Stricklandovou a Gérardom Mourouom z Rochesterskej univerzity v roku 1985.[4] Za ich prácu obdržali Nobelovu cenu v roku 2018 [18].

Pred vynájdením tejto technológie bola maximálna energia laserového impulzu li-

mitovaná, pretože impulz s vysokou intenzitou v jednotkách rovných a vyšších ako GW/cm^2 spôsobuje poškodenia aktívneho média, v ktorom prebieha zosilnenie laserového sväzku pomocou nelineárnych efektov ako samo-fokusácia alebo filamentácia laserového sväzku [4]. Aby sa týmto efektom predišlo, maximálne intenzity laserového impulzu boli limitované, čo malo za následok budovanie stále väčších a drahších laserových systémov na dosiahnutie vyšších energií.

CPA proces začína ultrakrátkym laserovým impulzom (dosiahnutý napr. metódou mode-locking). Následne je tento impulz časovo predĺžený za účelom zníženia jeho intenzity, ktorá by mohla poškodiť zosilovacie aktívne médium. Toto je dosiahnuté pomocou predlžovača, najčastejšie optickej mriežky. Po predĺžení impulz vchádza do zosilovača, kde sú jeho zložky amplifikované. Následne celý impulz prejde kompresorom (znova napr. optická mriežka), kde čelo impulzu, ktoré malo najkratšiu optickú dráhu v predlžovači má naopak najdlhšiu optickú dráhu. Tým sa impulz skráti a výsledkom je ultra-krátky laserový impulz (v jednotkách ps), ktorý má omnoho vyššiu intenzitu v porovnaní s pôvodným impulzom. Celý proces je zobrazený na Obr. 1.4.



Obr. 1.4: Schéma fungovania CPA. Na začiatku máme ultra-krátky impulz, ktorý je následne pomocou sústavy optických mriežok predĺžený, teda môže byť amplifikovaný bez toho aby poškodil amplifikátor. Následne je tento amplifikovaný impulz pomocou optickej mriežky, ktorá funguje ako kompresor skrátený a na výstupe dostaneme zosilnený ultra-krátky impulz.

V princípe je disperzia optického zariadenia funkcia $\tau(\omega)$, kde τ označuje časové spozdenie v závislosti na frekvencii ω . Všetky komponenty CPA procesu prispievajú do disperzie laserového impulzu. Pokiaľ vyšším frekvenciám (teda kratším vlnovým dĺžkam) trvá kratšie prejsť optickú aparatúru, hovoríme o negatívnej disperzii. Pri pozitívnej disperzii naopak nižšie frekvencie (dlhšie vlnové dĺžky) prechádzajú

aparátútu kratšie. Alternatívou k použitiu optickej mriežky je použitie optického hranola.

Táto technika umožnila prelom v oblasti vysokých laserových intenzít. Aktuálne, v marci 2021, je svetový rekord v dosiahnutí max. intenzity približne $5,5 \cdot 10^{22}$ W/cm² [19]. Najpoužívanejšie aktívne médium v oblasti vysokých intenzít je kryštál safíru dopovaný titanom (angl. Ti:sapphire), pričom lasery s týmto aktívnym médium sú využívané pre ich laditeľnosť a schopnosť generácie ultra-krátkych impulzov [20].

1.5 Gaussovský laserový zväzok

Šírenie laserového lúča môžeme popísať komplexnou optickou vlnou v tvare [21]:

$$E(\vec{r}, t) = E(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (1.4)$$

kde $E(\vec{r})$ predstavuje komplexnú amplitúdu závislú na polohe \vec{r} a je dané vzťahom $E(\vec{r}) = A(\vec{r})e^{i\delta(\vec{r})}$. Funkcia $A(\vec{r})$ predstavuje reálnu amplitúdu a $\delta(\vec{r})$ predstavuje fázu vlny. Táto vlna spĺňa vlnovú rovnicu:

$$\Delta^2 E - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (1.5)$$

Je možné ukázať, že pre elektromagnetickú vlnu, ktorej amplitúda sa mení pomaly s rastúcou vzdialenosťou (teda zväzok má nízku rozbiehavosť) je riešenie vlnovej rovnice (v cylindrickej súradnicovej sústave) (1.5) v tvare [22]:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(-i\left(kz + k\frac{r^2}{2R(z)} - \Phi(z)\right)\right), \quad (1.6)$$

kde r je radiálna vzdialenosť od stredu osi z (predpokladáme polarizáciu v smere osi x), ktorá označuje smer šírenia vlnenia, $w(z)$ je polomer zväzku v bode z , $R(z)$ je polomer zakrivenia, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo, λ je vlnová dĺžka, E_0 je amplitúda EM vlny a $\Phi(z)$ je tzv. Gouyov fázový posun. Gaussovský laserový zväzok je zobrazený na Obr. 1.5.

Tento zväzok vieme popísať viacerými parametrami, napríklad Rayleighovou vzdialenosťou, definovanou vzťahom

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1.7)$$

kde λ je vlnová dĺžka laseru a w_0 je polomer zväzku v bode $z = 0$, teda v ohnisku. Túto veličinu vieme použiť napríklad na popis difrakčného limitu ohniska, teda najmenšieho ohniska dosiahnuteľného pomocou konkrétneho laseru. Na mieste Rayleighovej vzdialenosti od ohniska zväzku, teda v bode $z = \pm z_R$ je šírka zväzku o $\sqrt{2}$ násobok väčšia ako v šírke ohniska $2w_0$.

Ďalším parametrom, podľa ktorého určujeme vlastnosti zväzku je jeho polomer v bode z , ktorý je popísaný funkciou [22]:

$$w(z) = w_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.8)$$

Keďže Gaussova funkcia nikdy neklesne k nule, zvyčajne považujeme za okraj zväzku miesto $w(z) = r$, kde jeho intenzita klesne na $\frac{1}{e}$ intenzity v porovnaní s centrom zväzku v mieste $r = 0$.

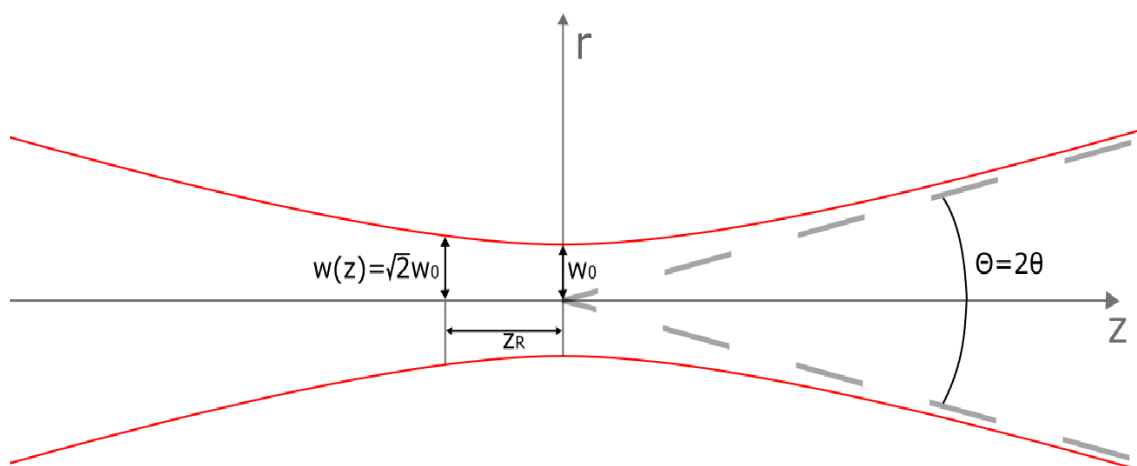
Polomer zakrivenia zväzku je najmenší v bodoch $z = \pm z_R$, v ohnisku je limitne nekonečný. Pre vzdialenosti $|z| > z_R$ znova stúpa, až v limite $|z| \rightarrow +\infty$ je znova v nekonečnu. Môžeme ho vyjadriť ako

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right). \quad (1.9)$$

Gouyov fázový posun $\Phi(z)$ je posun, ktorý je najvýraznejší v blízkosti ohniska, kde lokálne výrazne narastá fázová rýchlosť v porovnaní s rovinnou vlnou [22]. Môžeme ho vyjadriť ako

$$\Phi(z) = \arctg \left(\frac{z}{z_R} \right). \quad (1.10)$$

Ako môžeme vidieť, najväčší posun nastáva v oblasti $z < z_R$.



Obr. 1.5: Geometrická interpretácia Gaussovho laserového zväzku v 2D, kde os z predstavuje smer šírenia. Na obrázku je vyznačená Rayleighova vzdialenosť z_R , polomer zväzku v ohnisku w_0 , funkcia polomeru zväzku $w(z)$ a celkový uhol rozbiehania $\Theta = 2\theta$. Graf zobrazuje intenzitu laserového zväzku v závislosti na vzdialenosti r od jeho stredu. Vzdialenosť $w(z)$ predstavuje vzdialenosť, kde intenzita laseru klesla na $\frac{1}{e^2}$ svojej maximálnej intenzity.

Posledným dôležitým parametrom je rozbiehavosť zväzku. Pre $z \gg z_R$ parameter $w(z)$ vzrastá lineárne so z . To znamená že z ohniska má zväzok tvar kužeľu (viz. Obr. 1.5). Uhol medzi osou z a počiatkom ($r = 0, z = 0$) definuje rozbiehavosť zväzku [22]:

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \arctan \left(\frac{w(z)}{z} \right) \quad (1.11)$$

Z popisu môžeme vidieť, že čím je zväzok viac fokusovaný, tým je Rayleighova vzdialenosť kratšia a rozbiehavosť sa zvyšuje. Pre popis môžeme používať aj celkový uhol divergencie $\Theta = 2\theta$.

Kapitola 2

Interakcia plazmy a laserového impulzu

2.1 Základné charakteristiky plazmy a šírenie laserového impulzu plazmou

Plazma je jedným zo štyroch základných skupenstiev hmoty. Jednoduchá učebnicová definícia plazmy je kvázi-neutrálny plyn pozostávajúci z nabitých častíc (napr. ióny a elektróny) vykazujúcich kolektívne vlastnosti.[23] V plazme sa voľne pohybujú ióny a elektróny, avšak ich celková nábojová hustota sa v rovnováhe vyrovná. Tento jav nazývame kvázi-neutralita. Požiadavok kvázi-neutrality vieme pre Z násobnú ionizáciu vyjadriť ako [24]:

$$Q_e = -e; Q_i = Ze$$
$$\eta_e = Z\eta_i,$$

kde Q_e Q_i predstavujú náboj elektrónu, resp. iontu a η_e a η_i predstavujú nábojovú hustotu elektrónov, resp. protónov. Kolektívne vlastnosti plazmy sú pozorovateľné kvôli dlhému dosahu $1/r$ Coulombického potenciálu, ktorý spôsobuje, že lokálne narušenia symetrie v rovnováhe môžu mať silný vplyv na vzdialené miesta v plyne.

Plazma je najrozšírenejšie skupenstvo hmoty vo vesmíre, až 99 % pozorovateľnej hmoty sa nachádza v plazmovom skupenstve. Vieme ju vieme nájsť vo viacerých podobách - blesk, vesmírne objekty ako jadrá planét a vo hviezdach prípadne vo výtryskoch z aktívnych galaxii. Plazma za rôznych podmienok vykazuje vlastnosti všetkých troch ostatných skupenstiev, teda sa musíme zamerať na niektoré charakteristiky, ktoré ju odlišujú od ostatných skupenstiev a ktoré nám pomôžu pochopiť následné princípy urýchľovania brázdovou vlnou.

Jeden z hlavných parametrov plazmy je Debyeova tieniaca dĺžka λ_D , ktorá vyjadruje vzdialenosť, do ktorej sú náboje v plazme vnímané ako netienené a interagujú podľa Coulombovho zákona. V prípade dlhšej vzdialenosti sú tieto náboje tienené v

dôsledku prítomnosti voľných nábojov. Táto dĺžka je definovaná ako [23]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{\eta_e e^2}}, \quad (2.1)$$

kde ϵ_0 je permitivita vákua, k_B Boltzmanova konštanta, e elementárny náboj, T_e vyjadruje teplotu elektrónov a η_e ich hustotu.

V plazme je možné rôznymi rozruchmi vybudíť veľké množstvo vln. Pri nízkych frekvenciách ide o komplex vln spojený s periodickými pohybmi iónov. Ide o analógiu zvukových vln, ktoré ale reagujú na magnetické pole a sú silno anizotropné. Naopak pre vysoké frekvencie sú generované vlny spojené s pohybom elektrónov, ktoré sa chovajú ako tekutina. Tá sa môže rôznymi podnetmi vychýliť vzhľadom k iónom, ktoré sa vďaka svojej vysokej hmotnosti takmer nepohybujú. Medzi elektrónami a iónmi vznikne silné elektrické pole, ktoré tieto elektróny tiahne späť. Táto Coulombická vratná sila vedie ku vzniku oscilácii elektrónov na frekvencii ω_{pe0} , čo je ďalší dôležitým parametrom popisu plazmy. Plazmová frekvencia elektrónov ω_{pe0} je definovaná ako [24]:

$$\omega_{pe0} = \sqrt{\frac{e^2 \eta_e}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2.2)$$

kde m_e je kludová hmotnosť elektrónu a η_e hustota elektrónov v plazme.

Dôsledkom difrakcie laserového impulzu by nebolo možné použiť laser k urýchľovaniu elektrónov na vyššie energie a museli by sme hľadať spôsob, ako v plazme laser fokusovať. Z experimentov sa zistilo, že pri dostatočnom výkone túto fokusáciu zaistí samotná plazma. Laserový impulz, ktorý interaguje s elektrónmi, zaistí ich pohyb, čo má za následok relativistickú zmenu hmotnosti elektrónov a kvôli tomu sa zmení aj plazmová frekvencia elektrónov:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 \eta_e}{\gamma \epsilon_0 m_e}} = \frac{\omega_{pe0}}{\sqrt{\gamma}}, \quad (2.3)$$

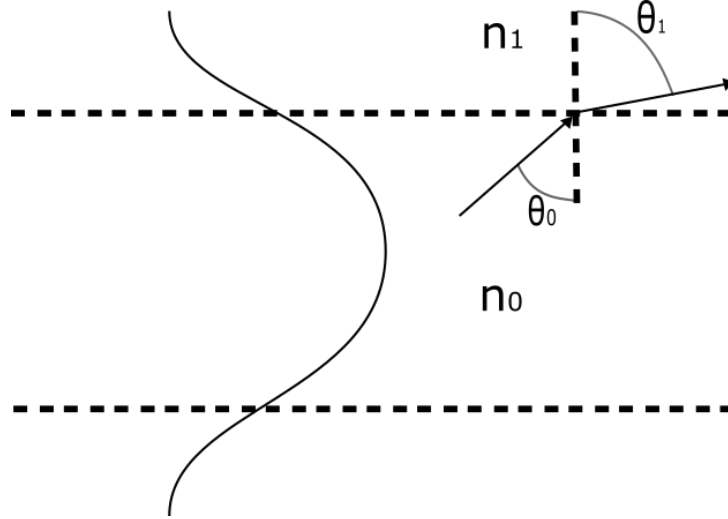
kde $\gamma = (1 + v_0^2)^{1/2}$ je tzv. Lorentzov faktor. Dôsledkom urýchľovania dochádza k zmene vlastností plazmy, jednou z nich je index lomu, ktorý je definovaný vzťahom [24]:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe0}}{\omega}\right)^2}. \quad (2.4)$$

Využitím vzťahu (2.4) a (2.3) a použitia (1.3), vieme odvodiť, že s rastúcou vzdialenosťou od osi laserového impulzu klesá index lomu n . Následkom toho divergujúci zväzok fotónov laserového impulzu pri vzdialovaní od osi začne narážať na rozhranie prostredia s inými hodnotami indexu lomu a tým sa začne zahýbať. Ak sa prekročí určitý výkon, dôjde na rozhraní dvoch prostredí k odrazu a laserový zväzok sa začne sám fokusovať. Teda plazmu v tomto prípade môžeme popísať ako konvexnú šošovku. Tento koncept je ilustrovaný na Obr. 2.1

Rád tohto minimálneho potrebného výkonu (nazývaný kritický výkon) vieme odvodiť pomocou Snellovho zákona

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_0} = \frac{n_0}{n_1} > 1, \quad (2.5)$$



Obr. 2.1: Ilustračný obrázok princípu fungovania relativistickej fokusácie. V tomto zjednodušenom prípade je lúč uzavretý v centrálnom regióne, kde je index lomu vyšší, teda $n_0 > n_1$ a teda uhol odrazu θ_1 je vyšší ako uhol dopadu θ_0 .

kde θ_0 je uhol meraný od kolmice, pod ktorým fotóny prichádzajú k rozhraniu a θ_1 je uhol pod ktorým vylietavajú od rozhrania. Indexy lomu týchto dvoch prostredí, tj. centrálneho a okrajového regiónu sú n_0 , resp. n_1 . Po prekročení kritického výkonu nastáva táto relativistická autofokusácia. Pre tento kritický výkon platí empirický vzťah [25]:

$$P_c \approx 17[\text{GW}] \frac{\eta_c}{\eta_e}, \quad (2.6)$$

kde η_c je takzvaná kritická hustota, ktorú definujeme v (2.7). Táto hodnota závisí len od pomeru plazmovej a kritickej hustoty.

Ak sa pozrieme na vzťah (2.4), je vidieť že podmienka reálneho indexu lome je $\omega > \omega_e$. Ak by tento index bol komplexný, dochádzalo by k útlmu laserového impulzu. Túto podmienku môžeme za pomoci (2.2) prepísať ako [24]:

$$\eta_e < \eta_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}, \quad (2.7)$$

kde η_c značí kritickú hustotu a ϵ_0 značí permitivitu vákua. Elektrónová hustota plazmy je teda zhora ohraničená pre konkrétnu frekvenciu elektromagnetickej vlny. Plazmu, ktorá pre konkrétnu EM vlnu prekračuje kritickú hustotu nazývame nadkritická plazma, v takej sa elektromagnetické žiarenie nešíri a odrazí sa. Naopak plazmu ktorá má nižšiu hustotu nazývame podkritická, táto prepúšťa elektromagnetické žiarenie.

Pokiaľ dôjde k šíreniu rozruchu plazmou, hovoríme o tzv. plazmovej vlne. Tá spĺňa jednoduchý disperzný vzťah [24]:

$$\omega^2 = \omega_e^2 + c^2 k^2, \quad (2.8)$$

kde \vec{k} predstavuje vlnový vektor, ω frekvenciu vlny a c^2 rýchlosť svetla. Laserový impulz môže rovnako ako každé elektromagnetické žiarenie do plazmy prenikáť, alebo

sa od nej odraziť. Ako môžeme vidieť, $\omega < \omega_e \Rightarrow k^2 < 0$ a teda sa vlna nešíri prostredím. V takom prípade sa jedná o nadkritickú plazmu. Pre $\omega \rightarrow \omega_e \Rightarrow k^2 \rightarrow 0$ zase dochádza k úplnému odrazu vlny, tzv. medzná frekvencia. Podkritická plazma spĺňa podmienku $\omega > \omega_e \Rightarrow k^2 > 0$, teda laserový impulz je schopný sa týmto prostredím šíriť. Tým pádom frekvencia vln musí byť vyššia než plazmová frekvencia, aby sa táto vlna šírila plazmou. Pre urýchľovanie elektrónov sa bežne používa podkritická plazma vytvorená z plynných terčov.

2.2 Ponderomotorická sila

Ponderomotorická sila je tzv. nelineárna sila ktorú pociťujú nabité častice v nehomogénnom oscilujúcom elektromagnetickom poli. Spôsobuje pohyb častíc smerom k oblasti s nižšou intenzitou poľa namiesto oscilácii okolo jedného bodu ako v homogénnom poli. Táto sila pôsobí počas interakcie elektrónu s krátkym a intenzívnym laserovým pulzom. Pre rýchlosti elektrónu $v \ll c$, je možné ponderomotorickú silu vyjadriť ako:

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla(E^2), \quad (2.9)$$

kde ω_0 vyjadruje uhlovú frekvenciu oscilácii poľa a E je amplitúda elektrického poľa. V relativistickom prípade ($v \approx c$) získame tvar:

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{2m_e\gamma}\nabla(A^2), \quad (2.10)$$

kde A je vektorový potenciál [26].

2.3 Ionizácia a tvorba plazmy pomocou laserového impulzu

Pokiaľ vstúpi laserový impulz do oblasti, v ktorej sa nachádzajú atómy plynu, elektróny v týchto atómoch začnú pociťovať silné elektromagnetické pole laseru. Pokiaľ má tento impulz dostatočnú intenzitu, dôjde k uvoľneniu elektrónov z elektrónových obalov atómu, následkom čoho sa plyn ionizuje a vzniká zmes elektrónov a kladných iónov, teda plazma. Pri vyšších intenzitách môžu elektróny získať v plazme rýchlosť blízku rýchlosti svetla [27].

Pri použití vysoko-intenzívneho laseru môžeme teda popisovať interakciu laseru s plazmou, namiesto obecnej interakcie s látkou. Látka, v našom prípade plyn je ionizovaná takmer okamžite. K tomu môže dojsť pred samotným pulzom, alebo vo chvíli, keď k atómom látky dorazia fotóny z hrany laserového impulzu. V podstate laserový impulz deformuje potenciálovú jamu v obale atómu takým spôsobom, že elektrón je z tohto obalu okamžite uvoľnený. Jedná sa teda o ionizáciu potlačením potenciálovej bariéry. K takémuto javu môže dochádzať pri intenzitách presahujúcich približne 10^{15} Wcm^{-2} (avšak táto hodnota je ovplyvnená použitým ionizovaným plynom) [28].

Elektrón môže byť uvoľnený z obalu aj v prípade, ak energia dopadajúcich fotónov nepostačuje na zníženie potenciálovej bariéry na úroveň potrebnú k jeho vytrhnutiu. V takom prípade môže dôjsť k tunelovej ionizácii, ktorá prebieha v dôsledku kvantového tunelovania. Elektrón môže tunelovú bariéru pretunelovať v závislosti na šírke tejto bariéry. Toto je typické pre intenzity laserového impulzu v oblasti $10^{14} - 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ [28].

Pri intenzitách $10^{11} - 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ nastáva takzvaná multifotónová ionizácia, keď elektrón takmer súčasne interaguje s viacerými fotónmi, čím získa dostatočné množstvo energie na jeho vytrhnutie z atómu. [28] Za príklad si vezmeme fotón laseru s vlnovou dĺžkou $\lambda = 800 \text{ nm}$, teda s energiou $\hbar\omega = 2 \text{ eV}$. Tento fotón nepostačuje ani k ionizácii vodíkového atómu, pre ktorý je potrebná ionizačná energia 13,6 eV. Ionizácia tohto atómu týmto žiarením je však možná pomocou multifotónovej ionizácie, keď elektrón súčasne ionizujú viaceré fotóny. Pod pojmom súčasne je myslené, že nasledujúci fotón dorazí počas doby života ionizovaného stavu vyvolaného predchádzajúcim žiarením, teda rádovo 10^{-14} s [29].

2.4 Plazmové vlny

Elektrické pole laserového impulzu je kolmé na smer šírenia, nehodí sa teda na urýchľovanie elektrónov priamo. V roku 1979 zverejnili T. Tajima a J. Dawson článok *Laser Electron Accelerator* [2], kde navrhli spôsob, akým by mohlo elektrické pole vznikajúce interakciou laserového impulzu a plazmy zaistiť urýchlenie elektrónov na energiu v stovkách MeV a vyššie. V plazme je možné vybudíť pozdĺžne vlny, čím dostaneme pozdĺžne elektrické pole, ktoré je možné použiť na urýchľovanie elektrónov [30].

V plazme vzniká dôsledkom rôznych narušení veľké množstvo vln. Jedným z týchto narušení je aj laserový impulz ktorý prechádza plazmou vytvorenou z plynného terčika samotným impulzom. Tento laserový impulz vytláča ponderomotorickou silou elektróny z oblasti impulzu a tak za ním vzniká vlna. Tieto vlny vytvárajú brázdové pole (ang. *wakefield*).

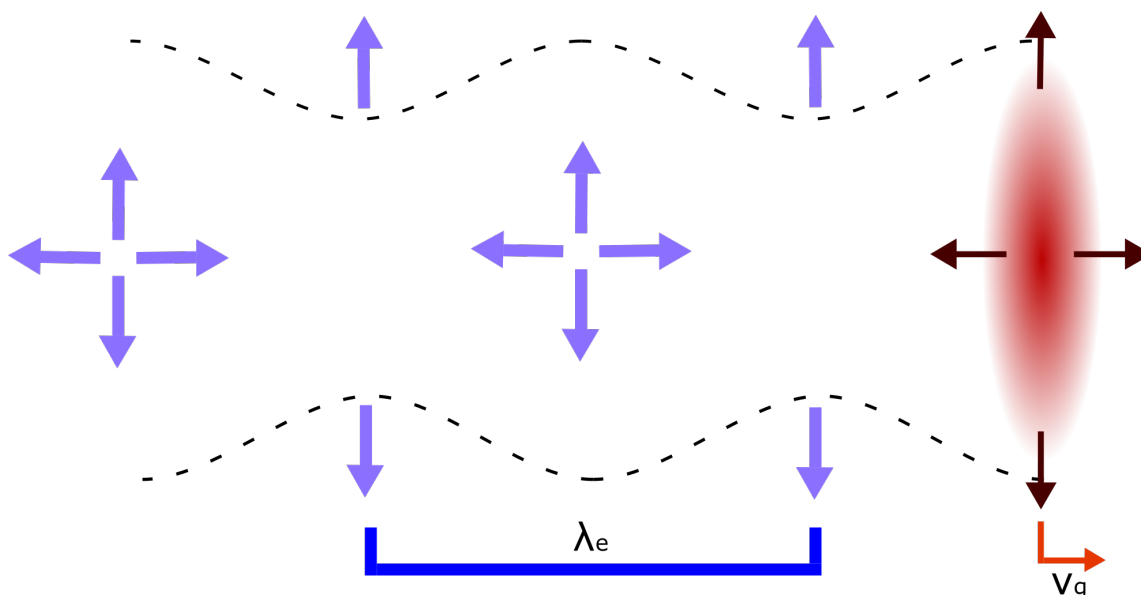
Pri vysokých frekvenciách môžeme predpokladať, že ionty sa v plazme takmer nepohybujú, keďže nedokážu rýchlo reagovať na vzniknuté vysokofrekvenčné pole v dôsledku vyššej hmotnosti oproti elektrónom. Tieto vlny sa teda týkajú jedine pohybu elektrónov, ktoré sa prakticky chovajú ako tekutina. Elektróny vychýlené ponderomotorickou silou ze svojich pozícií sú nútené sa vrátiť do rovnovážnej polohy Coulombickým potenciálom, ktorý je vytváraný nepohyblivými iontami. Takýmto spôsobom vznikajú oscilácie elektrónov v plazme. Tieto vychýlené elektróny sú ovplyvnené elektrónami v priľahlých oblastiach a tak vzniká vlnenie, ktoré sa plazmou šíri v smere šírenia laserového impulzu. Laserová vlna samozrejme spĺňa disperzný vzťah (2.8), z ktorého je vidieť, že frekvencia týchto vln je nutne vyššia ako plazmová frekvencia v plazme nenarušenej laserovým impulzom.

Fázová rýchlosť týchto brázdových vln $(v_f)_p$ je rovná grupovej rýchlosti impulzu

$(v_g)_L$, teda [30]:

$$(v_f)_p = (v_g)_L = c\sqrt{1 - \frac{\eta_e}{\eta_c}}. \quad (2.11)$$

Jednoduché zobrazenie plazmovej vlny je na Obr. 2.2.



Obr. 2.2: Model plazmovej vlny. Červenou je zobrazený laserový impulz a jeho grupová rýchlosť je v_g . Ponderomotorická sila (označená tmavo červenými šípkami) vytláča elektróny zo svojej trajektórie. Týmto vzniká za impulzom vlna s vlnovou dĺžkou λ_p . Dôsledkom premiestnenia elektrónov vznikajú silné elektrostatické sily (znázornené fialovými šípkami), ktoré ovplyvňujú trajektóriu elektrónov (prerušovaná čiara). Koncept prevzatý z [31].

2.5 Urýchľovanie elektrónov brázdovou vlnou

Plazmové vlny je možné účinne vytvoriť, pokiaľ je dĺžka laserového impulzu τ_L zrovnateľná s periódou oscilácii elektrónov v plazme τ_p . To odpovedá plazmovej hustote elektrónov s hodnotou približne

$$\eta_e[\text{cm}^{-3}] = \frac{1,6 \cdot 10^{21}}{\tau_L[\text{fs}]}. \quad (2.12)$$

Tento spôsob urýchľovania, kde laserový impulz vytvorí plazmovú, tzv. brázdovú vlnu nazývame urýchľovanie laserovým brázdovým poľom, takisto označovaným ako LWFA (z angl. *laser wakefield acceleration*). Zo vzťahov (2.9) a (2.10) je vidieť, že ponderomotorická sila závisí kvadraticky na gradiente intenzity elektrického poľa a tým pádom má aj krátky impulz s relatívne nízkou energiou schopnosť vytvoriť vlny s vysokou amplitúdou. Amplitúda vln brázdového poľa bude maximálna, pokiaľ doba trvania impulzu τ_L odpovedá približne dvojnásobku periódy oscilácie elektrónov v plazme [30].

Laserový impulz pomocou ponderomotorickej sily najprv urýchli elektróny v smere šírenia a potom po určitom čase, ktorý je úmerný dĺžke impulzu τ_L ich znova urýchli v opačnom smere v čase, keď jeho elektrická intenzita prudko klesá. Elektróny urýchlené na začiatku procesu začnú teda oscilovať plazmovou frekvenciou a v čase rovnom polovici periódy (tj. π/ω_e) budú mať maximálnu rýchlosť v smere opačnom k šíreniu impulzu. V tom momente sú impulzom tieto elektróny urýchlené druhý krát. Pri tejto dĺžke trvania impulzu teda vzniká rezonančné brázdové pole. V prípade použitia impulzu s dvojnásobnou dĺžkou trvania (tj. $\tau_L = 2\pi/\omega_e$) by urýchlenie na začiatku procesu bolo vyrušené druhým urýchlením [25].

Rast amplitúdy plazmových vĺn nie je neobmedzený. Limitujúcim faktorom je takzvané lámanie vĺn. Amplitúda maximálneho urýchľovacieho elektrického poľa je daná hodnotou tohto elektrického poľa v mieste, kde dochádza k lámaniu vĺn, teda [30]:

$$E_{WB} = \frac{m_e c \omega_{pe}}{e} \sqrt{2(\gamma - 1)} \approx 0,96[\text{V/cm}] \sqrt{2\eta_e(\gamma - 1)}. \quad (2.13)$$

Tento vzťah platí pre jednorozmernú chladnú plazmu. Pre viacrozmernú a teplú plazmu je toto pole obvykle o niečo nižšie.

Počas lámania vĺn dochádza k injekcii elektrónov do brázdovej vlny. Elektróny injektované takýmto spôsobom sa dostanú mimo fázu s brázdovou vlnou, začnú cítiť elektrické pole tejto vlny a sú následne urýchlené. Ako alternatíva k tomuto procesu boli vymyslené i kontrolované injekčné procesy elektrónov do brázdovej vlny, napr. injekcia na hustotnej rampe, ionizačná injekcia alebo optická injekcia.

LWFA urýchľovanie je limitované dĺžkou interakcie laserového impulzu s plazmou. Táto dĺžka je úmerná Rayleighovej dĺžke (1.7). Vo chvíli, keď elektróny získajú dostatočné množstvo energie tak sa stanú relativistickými a začnú sa pohybovať rýchlejšie ako samotná plazmová vlna. Po určitej dobe sa dostanú do bodu, kde pôsobí opačné elektrické pole, kde sa ich urýchľovanie zastaví. Tomuto javu sa vraví rozfázovanie a dá sa popísať dĺžkou rozfázovania L_r . Tá je definovaná ako vzdialenosť, za ktorú fáza relativistického elektrónu prebehne o $\frac{\lambda_p}{2}$ fázovú oblasť, na ktorej prebieha urýchľovanie. Táto dĺžka je daná vzťahom [30]

$$L_r \approx \frac{\lambda_e^3}{2\lambda_L^2}. \quad (2.14)$$

Tieto urýchľovače majú oproti klasickým lineárnym urýchľovačom výhodu v menšej priestorovej náročnosti a takisto nižšie finančné náklady. Takéto typy urýchľovačov sú aplikovateľné v medicíne napríklad ako zdroje rentgenového žiarenia alebo zdroje vysoko-energetických elektrónov. Možné uplatnenie je takisto v materiálových vedách alebo v zabezpečovacích zariadeniach v podobe skenerov. Z možných metód urýchľovania elektrónov laserom je táto metóda (LWFA) najviac skúmaná [32].

2.6 Iné metódy urýchľovania elektrónov

Iný model urýchľovania je napríklad model urýchľovania pomocou rázovej vlny (angl. *plasma beat wave acceleration*). Táto metóda využíva dve, relatívne dlhé laserové impulzy s rôznymi frekvenciami ω_1 a ω_2 , ktoré interferujú a vytvárajú rázy,

ktoré sú potom využité na vybudenie plazmovej vlny. Rázy generované touto rezonanciou sa teda správajú ako séria krátkym laserových impulzov. Tento model bol pôvodne navrhnutý ako alternatíva k LWFA [2].

Ďalšou metódou urýchľovania je napr. priame urýchľovanie laserovým impulzom (angl. *direct laser acceleration*) je založená na výmene energie medzi vysoko-energetickým laserovým impulzom a relativistickými elektrónmi. Laserový pulz je väčšinou dlhší ako v prípade LWFA urýchľovania. Toto zabraňuje formovaniu plazmovej vlny používanej pri LWFA urýchľovaní [33].

Kapitola 3

Metódy merania časovej dĺžky elektrónového zväzku

Urýchľovače častíc na báze LWFA s ultrakrátkymi a ultraintenzívnymi laserovými pulzami dokážu generovať elektrónové zväzky s nízkym energetickým rozptylom [34], vysokou energiou [34] a extrémne krátkymi časovými profilmi v jednotkách (fs) [35]. Elektróny sú pri LWFA zachytené v urýchľujúcej “dutine” alebo “bubline”, ktorej dĺžka sa rovná plazmovej vlnovej dĺžke λ_p . Typická hodnota sa pohybuje okolo $\lambda_p = 10 - 30 \mu\text{m}$ pre plazmovú hustotu $n_e = 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [3]. Keďže elektrické pole sa vnútri urýchľovacej dutiny mení, pre dosiahnutie nízkeho energetického rozptylu by sa elektróny mali nachádzať v urýchľujúcej fáze vlny, ktorá má dĺžku približne $\lambda_p/4$ [3]. Práve preto očakávame ultra krátke časové trvanie elektrónového zväzku $\tau < \lambda_p/4c \approx 10 \text{ fs}$ [36].

Tradičné techniky merania časovej dĺžky elektrónových zväzkov, napr. rozmietačie kamery, neposkytujú dostatočné časové rozlíšenie na meranie časovej dĺžky femtosekundových zväzkov [3].

Jedna z metód ktorá sa ukazuje ako účinná a menej nákladná [37], je použitie koherentného prechodového žiarenia (ang. coherent transition radiation), skrátene CTR, ktoré je emitované elektrónovým zväzkom napr. pri priechode tenkou kovovou fóliou.

Pre monoenergetický elektrónový zväzok je maximum intenzity tohto žiarenia v uhle približne $\theta = 1/\gamma$, kde

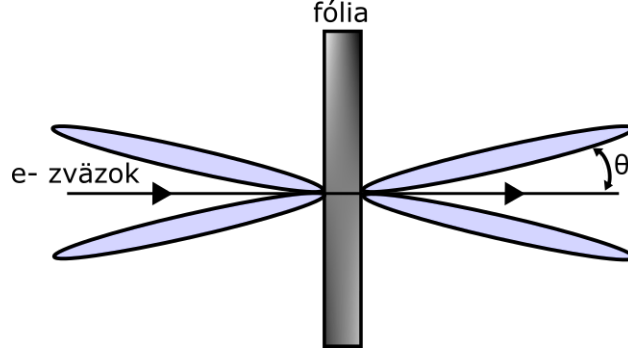
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (3.1)$$

je Lorentzov relativistický faktor a v je rýchlosť elektrónov. Tento jav je ilustrovaný na Obr. 3.1.

Spektrum CTR žiarenia je dané ako [38]:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = [N_e + N_e^2 F(\omega, \theta)] \frac{d^2w}{d\omega d\Omega} \quad (3.2)$$

kde $\frac{d^2w}{d\omega d\Omega}$ predstavuje spektrum produkované jediným elektrónom, Ω je priestorový



Obr. 3.1: Obrázok zobrazuje smer propagácie elektrónového zväzku. V strede sa nachádza kovová fólia. Interakciou tohto zväzku s fóliou vzniká zobrazené CT žiarenie, pričom maximálna intenzita tohoto žiarenia je emitovaná pod uhlom Θ od smeru propagácie elektrónov.

uhol, N_e počet elektrónov v jednom zväzku a

$$F(\omega, \theta) = \left| \int_{\mathbb{R}^3} f(\vec{x}) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{x}) d^3x \right|^2, \quad (3.3)$$

je kvadrát amplitúdy Fourierovej transformácie $f(\vec{x})$, pričom táto funkcia predstavuje normalizovanú priestorovú distribúciu elektrónového zväzku a \vec{k} je vektor vlnových čísel. Pokiaľ druhý člen v rovnici (3.2) dominuje, vravíme že sa jedná o koherentné žiarenie. Za predpokladu, že priestorová funkcia je separovateľná v súčin radiálnej a pozdĺžnej funkcie, tj. $f(\vec{x}) = f_r(r)f_z(z)$, môžeme formfaktor takisto separovať, $F = F_r F_z$. Za predpokladu nízkeho rozptylového uhla $\theta = 1/\gamma$ (nastáva pre vysoko-relativistické zväzky) je $F_r \approx 1$ [39].

Zoberme si príklad zväzku s Gaussovským priestorovým rozdelením s σ_r radiálnou a σ_z pozdĺžnou smerodajnou odchýlkou, teda

$$f(r, z) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (3.4)$$

Pokiaľ počítame z zložku (3.3), po dosadení

$$\int_{\mathbb{R}} \exp\left(-\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2} + i\frac{2\pi z}{\lambda_z}\right)\right) dz \propto \exp\left(-\left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 \frac{2\sigma_z^2}{4}\right) = \exp(-(\omega_z \sigma)^2) = F_z(\omega_z), \quad (3.5)$$

kde sme použili $\lambda_z = \frac{2\pi v}{\omega_z}$, pozdĺžnu rýchlosť zväzku $v^2 = \beta^2 c^2$ a označili $\sigma = \frac{\sigma_z}{c\beta}$. Táto časť je hlavný komponent závislosti formfaktoru na uhlovej frekvencii. U radiálnej zložky formfaktoru dostávame závislosť $F_r(\lambda, \theta) = \exp(-(2\pi\sigma_r \sin(\theta)/\lambda)^2)$, pričom pre vysoko relativistické zväzky ($v \approx c$) a uhly $\theta \ll \lambda/2\pi\sigma_r$ platí $F_r \approx 1$ [40]. Dá sa ukázať, že pre produkt smerodajnej odchýlky a frekvencii príslušnej k píku $\omega_{pk} = 2\pi c/\lambda_{pk}$ v spektre CT žiarenia platí [41]:

$$\omega_{pk} \cdot \sigma = 1. \quad (3.6)$$

Tento produkt má nízku závislosť na tvare zväzku [41]. Bolo ukázané, že pre divergenciu zväzku do hodnoty 10 mrad nemá radiálny profil významný vplyv na hodnotu píku λ_{pk} a tvar spektra.

Rovnica (3.2) ukazuje, že priebeh výsledného CTR spektra obsahuje informácie o tvare elektrónového zväzku. Pokiaľ sme schopný zaznamenať celkový náboj, energiu a radiálnu distribúciu zväzku, je možné fitovať náš teoretický model na experimentálne získané dáta o tvare výsledného CTR spektra a získať tak informácie o tvare zväzku [40].

Využitie CTR spektra prinieslo výsledky napr. v určení časového trvania elektrónových zväzkov produkovaných pri LWFA. Táto hodnota bola stanovená na približnú hodnotu smerodajnej odchýlky časového profilu zväzku $\sigma = 1,5$ fs, alebo približne 4,4 fs plnej šírky na polovičnej intenzite [3]. Takisto bolo ukázané, že viacero za sebou nasledujúcich elektrónových zväzkov (v tzv. “vláčiku”) môžu byť produkované a že sú separované vzdialenosťou λ_p/c [10]. Táto metóda sa preto javí ako vhodná pre ďalší výskum zväzkov produkovaných pri LWFA.

Kapitola 4

Návrh diagnostiky na určenie tvaru časového profilu elektrónových zväzkov

V tejto kapitole sú analyzované rôzne časové profily elektrónových zväzkov. Najprv pre rôzne tvary časových profilov jedného elektrónového zväzku je predpovedaný tvar ich výsledného CTR spektra a analyzované rozdiely medzi nimi. Následne sú porovnané spektrá rôznych konfigurácii viacerých za sebou nasledujúcich zväzkov. Na základe tejto analýzy je navrhnutý ďalší postup v procese návrhu diagnostiky na meranie časového profilu zväzkov.

4.1 Analýza tvaru CTR spektra jedného zväzku

Ako prvé rozoberiem časový profil jedného ultrakrátkeho elektrónového zväzku v smere šírenia tohoto zväzku, kde predpokladáme niekoľko možných tvarov časového profilu. Jedná sa o normálne (Gaussove), asymetrické Gaussove, trojuholníkové, hyperbolický sekans (sech^2), a rovnomerné (flattop) rozdelenie aproximované realistickejším super-Gaussovským rozdelením 8. rádu. V nasledujúcom prehľade si zhrnieme použité funkcie. U všetkých rozdelení bol parameter odchýlky σ nastavený na hodnotu $\sigma = 1,5$ fs. Takáto krátka dĺžka zväzku urýchleného metódou LWFA už bola experimentálne nameraná predchádzajúcim výskumom [3]. V Tab. 4.1 sú zhrnuté všetky použité funkcie pre modelovanie časového rozdelenia. Tvary týchto rozdelení sú zobrazené na Obr. 4.1.

Výsledné tvary spektra som zobrazil na základe (3.2). Predpokladám dominanciu druhého členu tejto rovnice, teda analyzujem jedine koherentné spektrum žiarenia. Takisto členy N^2 a spektrum jedného elektrónu $\frac{d^2w}{d\omega d\Omega}$ nemajú vplyv na tvar výsledného spektra $\frac{dW}{d\omega}$ a pôsobia len ako násobenie konštantou, preto som ich vplyv pri analýze výsledného tvaru zanedbal. Tvar výsledného spektra CTR je určený len Fourierovou transformáciou, preto Obr. 4.2 a 4.3 zobrazujú tvar spektra po Fourierovej transformácii časového profilu zväzku vzťahom (3.3).

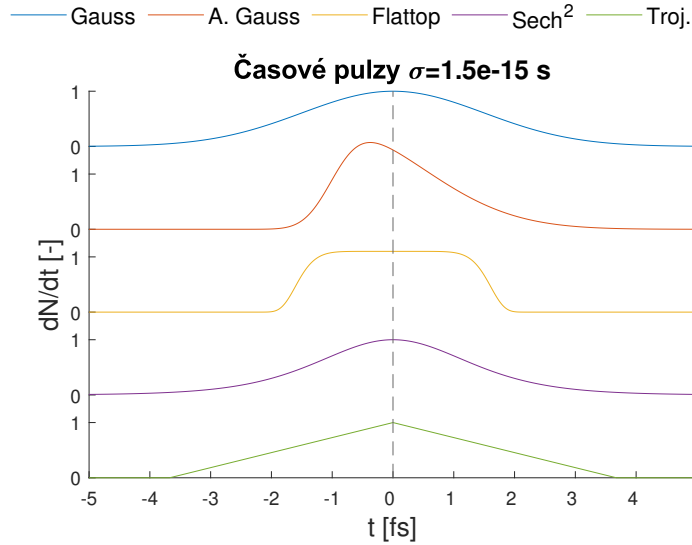
Spektrálna analýza bola prevedená v programe Matlab R2021a. Relatívne vysoká vzorkovacia frekvencia 10^{-18} s bola volená kvôli splneniu Nyquistovho–Shannonvho vzorkovacieho teorému pre rozsah -500 až 500 fs. V celej kapitole predpokladám, že sa jedná o monoenergetický elektrónový zväzok. Všetky zobrazené grafy v tejto sekcii (tj. tvary časového profilu a výsledné spektrá) sú normované k jednej.

Typ rozdelenia	Funkcia	Interval
Gaussove	$\exp(-t^2/2\sigma^2)$	$ t < \infty$
Asym. Gaussove	$\exp(-t^2/2\sigma^2)\operatorname{erfc}(-\alpha t/\sigma\sqrt{2})$	$ t < \infty$
Rovnomerné	$\exp(-t^8/2\sigma^8)$	$ t < \infty$
Sech ²	$\operatorname{sech}((\pi t)/(2\sqrt{(3)\sigma}))^2$	$ t < \infty$
Trojuholníkové	$1 - t/2, 45\sigma $	$ t < 2, 45\sigma$

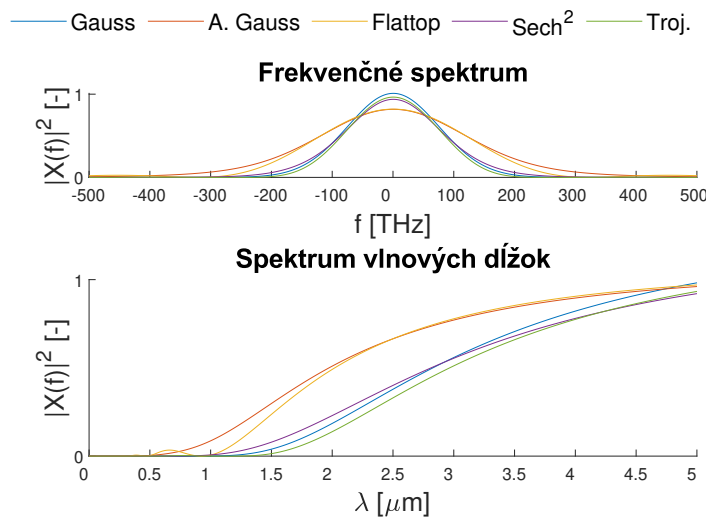
Tabuľka 4.1: Prehľad použitých rozdelení časového priebehu elektrónového zväzku. Funkcia $\operatorname{erfc}(x)$ vyjadruje doplnkovú chybovú funkciu s parametrom α .

Zo spektrálnej analýzy časového profilu (Obr. 4.2) som zistil, že Gaussove, sech^2 a trojuholníkové rozdelenie časového profilu zväzku majú za následok takmer rovnaký frekvenčný rozsah produkovaného CTR spektra s rovnakým priebehom intenzity. Asymetrické Gaussovo rozdelenie produkuje vyšší frekvenčný rozsah na nízkych vlnových dĺžkach ≈ 1 μm , ako je zobrazené na Obr. 4.3. Môžeme vidieť, že pri tomto rozdelení je produkované žiarenie už od vlnovej dĺžky $\approx 0,6$ μm .

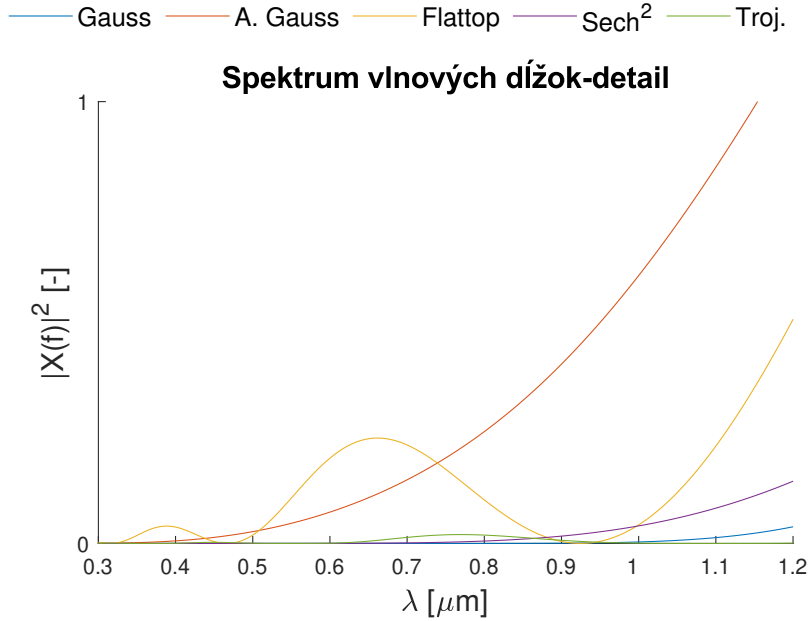
Najvýraznejší a najlepšie rozlíšiteľný rozdiel je pri rovnomernom rozdelení zväzku. Ako môžeme vidieť na Obr. 4.3, toto rozdelenie produkuje žiarenie s vlnovou dĺžkou medzi $0,5 - 0,9$ μm , s píkcom $\approx 0,7$ μm . Ostatné skúmané tvary (s výnimkou asymetrického Gaussovho rozloženia) produkujú v tejto oblasti takmer nulovú intenzitu žiarenia. Následne vidíme výrazný pokles intenzity v okolí 1 μm . Na vyšších vlnových dĺžkach znova produkuje vyššiu intenzitu žiarenia až do hodnoty 4 μm . Na základe tohoto rozdielu by bolo možné navrhnúť diagnostiku, ktorá by skúmala priebeh spektra vlnových dĺžok v oblasti $0,6 - 0,8$ μm a na základe výsledkov by bolo možné potvrdiť alebo vylúčiť rovnomerné rozloženie časového profilu elektrónového zväzku. Predtým by však bolo potrebné vykonať dôkladnejšiu spektrálnu analýzu zahrňujúcu radiálny profil zväzku, jeho energetické rozloženie a rozptyl.



Obr. 4.1: Prehľad použitých funkcií tvarov zväzkov. Jedná sa o Gaussove (modrá), Asymetrické Gaussove (červená), rovnomerné (žltá), hyperbolický sekans (fialová) a trojuholníkové (zelená) rozdelenie. U asymetrického Gaussovho rozdelenia bol zvolený parameter $\alpha = 4$. Funkcie sú pre lepší prehľad odsadené. Vertikálna osa dN/dt predstavuje normovaný počet dopadajúcich elektrónov za jednotku času.



Obr. 4.2: Na hornom obrázku je zobrazený tvar výsledného frekvenčného spektra spektra f . Jedná sa o vystredovanú Fourierovu transformáciu z (3.3), pričom $|X(f)|$ predstavuje jej intenzitu. Na dolnom obrázku je zobrazené výsledné koherentné spektrum vlnových dĺžok λ . Toto spektrum je pre prehľadnosť zobrazené len do hodnoty $5 \mu\text{m}$. Pre vyššie hodnoty nie je možné pozorovať rozdiel v priebehu intenzít jednotlivých rozdelení.

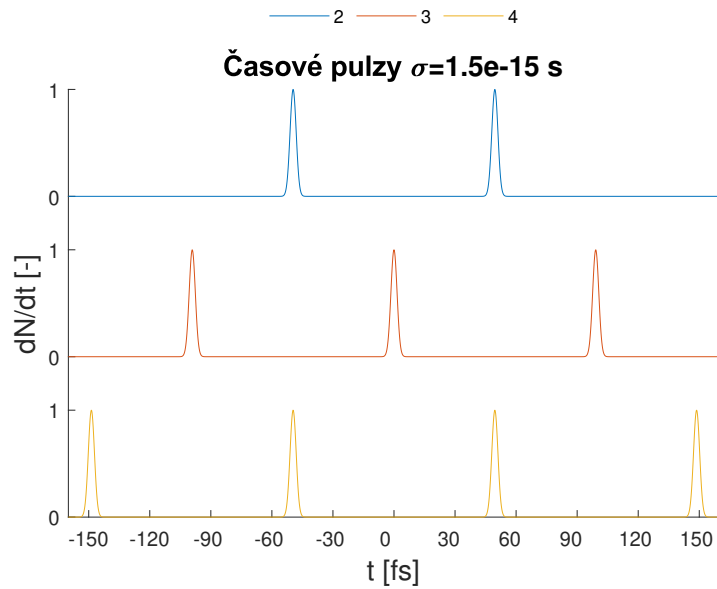


Obr. 4.3: Detail spektra z Obr. 4.2 v oblasti 0,3-1,2 μm .

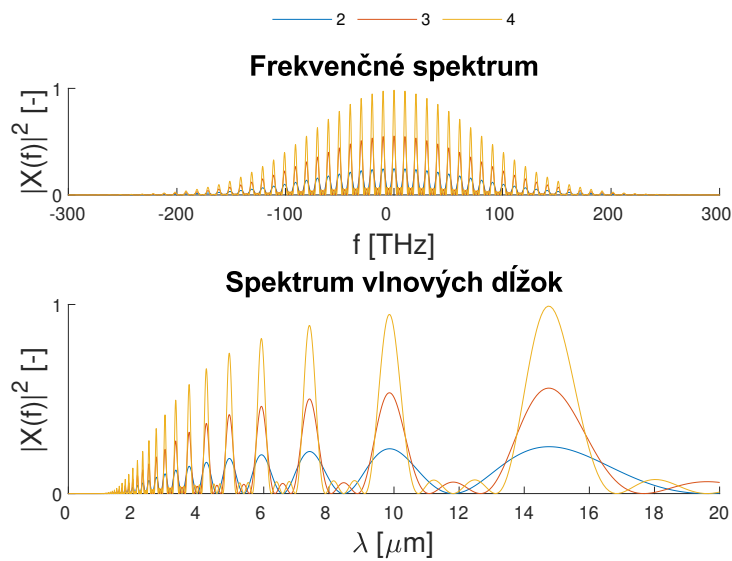
4.2 Analýza tvaru CTR spektra niekoľkých zväzkov

V tejto sekcii analyzujem produkované CTR spektrum niekoľko za sebou nasledujúcich elektrónových zväzkov. Ako som demonštroval v predchádzajúcej sekcii, rozlíšiť rôzne časové profily elektrónového zväzku je náročné, pretože produkované spektrum CTR žiarenia je pre vlnové dĺžky $> 1 \mu\text{m}$ ťažko rozlíšiteľné. Pre jednoduchosť predpokladám jednotný tvar časového profilu týchto zväzkov. Preto v tejto sekcii počítam s Gaussovým tvarom jednotlivých profilov. Všeobecne sa tento tvar môže líšiť. Znova predpokladáme $\sigma = 1,5 \text{ fs}$, ako v predchádzajúcej sekcii. Vzďialenosť medzi zväzkami bude rovná plazmovej vlnovej dĺžke $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$, kde ω_p je plazmová frekvencia vypočítaná pomocou (2.3). V nelineárnom režime odpovedá λ_p vzdialenosti záchytu elektrónov v jednotlivých bublinách. Všetky generované elektrónové zväzky považujeme za monoenergetické. Použil som väčší rozsah časového rozpätia od -5000 do 5000 fs z dôvodu lepšieho rozlíšenia pri zobrazení vyšších vlnových dĺžok v spektre. Znova sú všetky zobrazené grafy v tejto sekcii (tj. tvary časového profilu a výsledné spektrá) sú normované k jednej.

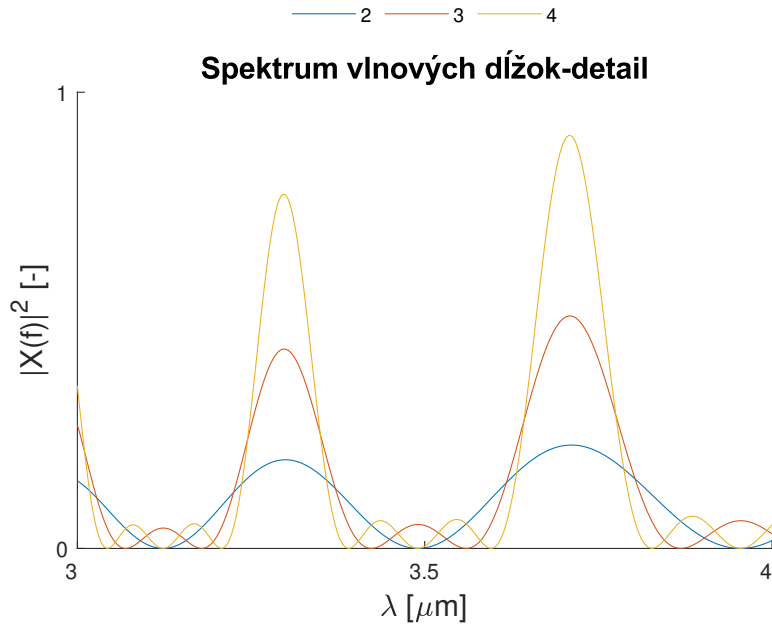
Najprv sa zameriam na rozdiely produkovaného spektra pre 2,3 a 4 za sebou nasledujúcich zväzkov. Generácia tohto typu elektrónového “vláčiku” je predmetom stáleho výskumu [10, 9]. Na Obr. 4.4 sú zobrazené skúmané časové profily. U všetkých zväzkov predpokladáme Gaussovský tvar rozdelenia so $\sigma = 1,5 \text{ fs}$. Ich časová vzdialenosť je pre plazmovú hustotu $n_e \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ približne $t = \frac{\lambda_e}{c} \approx 98 \text{ fs}$, kde λ_p predstavuje . Na Obr. 4.5 vidíme výsledné frekvenčné spektrum (po Fourierovej transformácii) a spektrum vlnových dĺžok CTR pre rôzne konfigurácie, pričom detail spektra vlnových dĺžok medzi 3-4 μm je zobrazený na Obr. 4.6.



Obr. 4.4: Tvary časových profilů pro 2 (modrá), 3 (červená) a 4 (žltá) za sebou následujících elektronových svazků. Vertikální osa dN/dt představuje normovaný počet dopadajících elektronů za jednotku času.



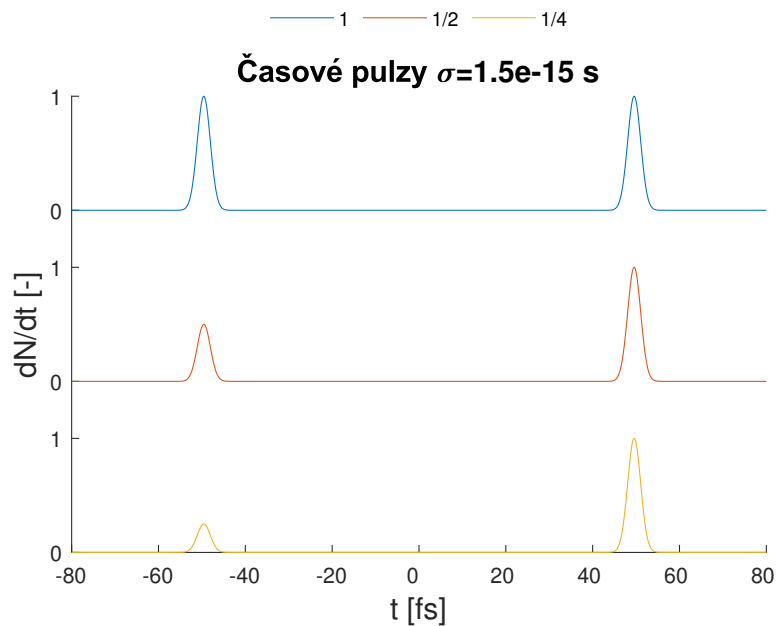
Obr. 4.5: Produkované frekvenční spektrum f (hore) a spektrum vlnových délek λ (dole) pro relativní amplitudy druhého svazku s hodnotou 1, 1/2 a 1/4. Vertikální osa $|X(f)|$ představuje intenzitu formfaktoru z (3.3).



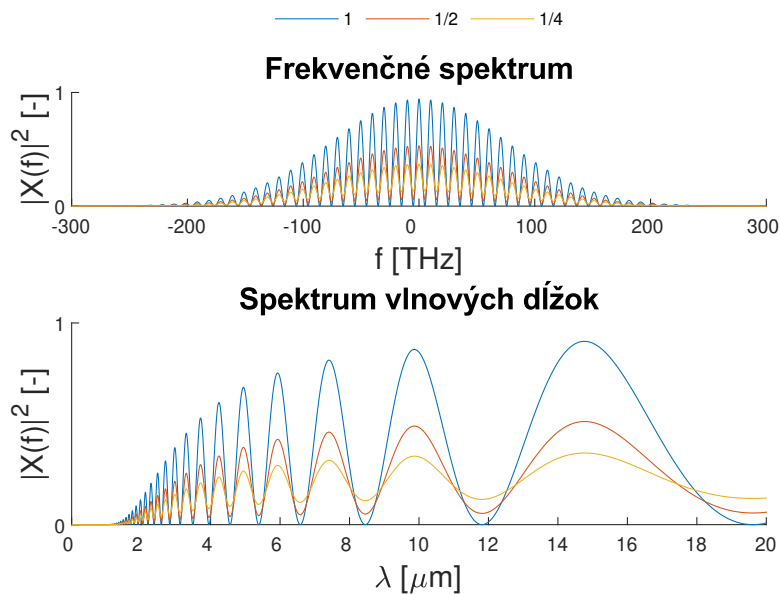
Obr. 4.6: Detail spektra z Obr. 4.5 vo vlnových dĺžkach $\lambda = 3 - 4$ fs.

Z výsledného spektra môžeme vidieť periodicky sa meniacu intenzitu, pričom priebeh týchto závislostí je veľmi podobný. Šírka hlavných periodických maxim je menšia pre vyšší počet zväzkov. Môžeme analyzovať chovanie na minime priebehu intenzity zobrazeného na Obr. 4.6. Vidíme že medzi maximami ($\approx 3,3$ až $3,7$ μm), tj v oblasti minima okolo $3,5$ μm je mierny rozdiel v intenzite. Vyššie počty zväzkov vykazujú v tejto oblasti odlišný priebeh a to v existencii a počte “vedľajších” lokálnych maxim s porovnateľne nižšou amplitúdou než hlavné maximá. Pre dve zväzky je počet “vedľajších” maxim nulový, pre tri zväzky máme jedno vedľajšie maximum a pre štyri máme dve vedľajšie maximá. Tieto rozdiely môžeme pozorovať napríklad na rozmedzí $3,4$ až $3,6$ μm . Detektor schopný pozorovať tieto rozdiely by musel mať rozlíšenie približne 10^{-2} μm . Vzhľadom k omnoho nižším intenzitám vedľajších maxim by musel byť použitý detektor citlivý na tieto zmeny.

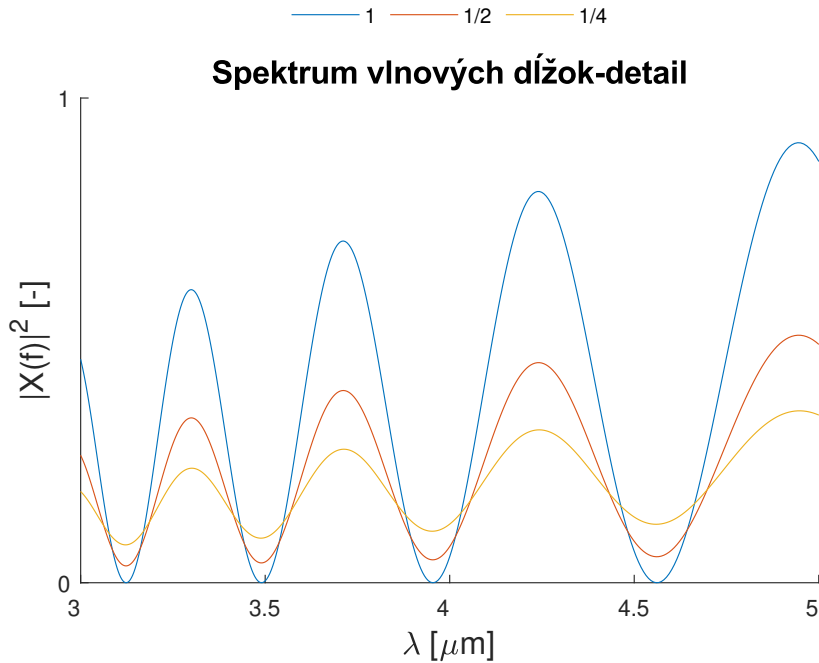
Ďalej sa zameriam na rozdiely produkované dvomi zväzkami, ktoré majú iné amplitúdy. Na Obr. 4.7 sú zobrazené skúmané časové profily. Sú rozdelené podľa relatívnej amplitúdy 2. zväzku relatívne k prvému. V prvom prezentovanom prípade má druhý zväzok polovičnú amplitúdu v porovnaní s prvým. V druhom prezentovanom prípade má druhý zväzok štvrtinovú amplitúdu v porovnaní s prvým. Výsledné spektrá sú zobrazené na Obr. 4.8 a pre lepší prehľad je na Obr. 4.9 zobrazený detail spektra vlnových dĺžok medzi 3 a 5 μm .



Obr. 4.7: Tvary časových profilov pre dve za sebou nasledujúce elektrónové zväzky, kde relatívna amplitúda druhého zväzku vzhľadom k prvému je 1 (modrá), 1/2 (červená) a 1/4 (žltá). Vertikálna osa dN/dt predstavuje normovaný počet dopadajúcich elektrónov za jednotku času.



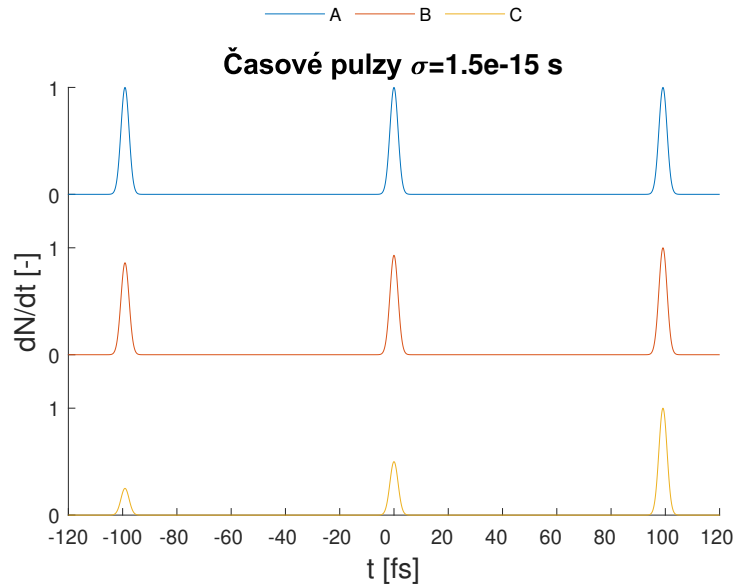
Obr. 4.8: Produkované frekvenčné spektrum f (hore) a spektrum vlnových dĺžok λ (dole) pre 2 za sebou nasledujúce elektrónové zväzky s rôznou relatívnou amplitúdou. Vertikálna osa $|X(f)|$ predstavuje intenzitu formfaktora z (3.3).



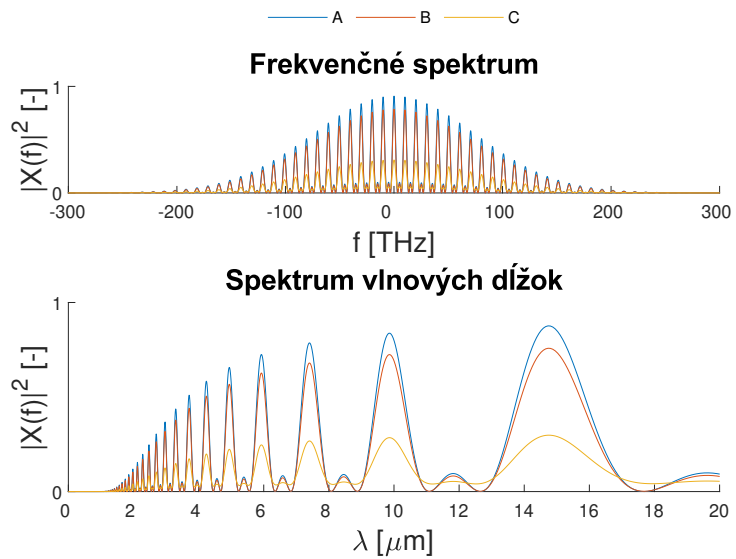
Obr. 4.9: Detail spektra dvoch elektrónových zväzkov z Obr. 4.8 vo vlnových dĺžkach $\lambda = 3 - 5$ fs.

Ako môžeme vidieť na Obr. 4.8, v spektre nie je výrazný rozdiel v tvare priebehu intenzity. Bolo by teda obtiažne identifikovať jednotlivé relatívne amplitúdy dvoch za sebou nasledujúcich zväzkov pomocou CTR spektra. Ako možno vidieť aj na Obr. 4.9, jediný badateľný rozdiel je v intenzitách, nie v priebehu spektra. Za zmienku stojí fakt, že jedine modrá funkcia (bez relatívnej zmeny amplitúdy) klesá k nule. Na zistenie rozdielov amplitúd v tejto konfigurácii dvoch zväzkov by bolo vhodné navrhnúť a pridať inú metódu detekcie, ktorá by bola schopná rozlíšiť jednotlivé prípady.

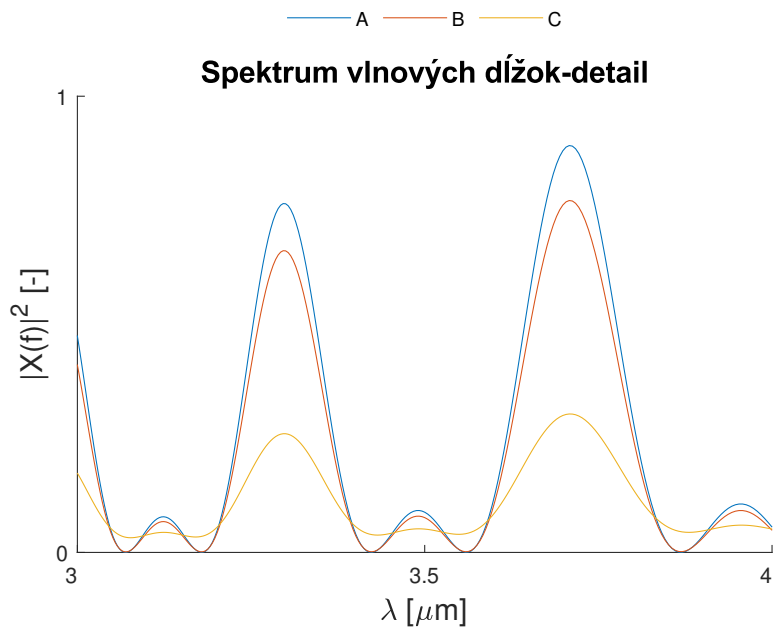
Ako posledné sa zameriame na rozdiely produkované 3 zväzkami, ktoré majú rozdielne amplitúdy. Na Obr. 4.10 sú zobrazené skúmané časové profily. Sú rozdelené podľa relatívnej amplitúdy 2. a 3. zväzku relatívne k prvému. V prvom prípade (funkcia A) sa jedná o tri zväzky s rovnakou amplitúdou. V druhom prípade (funkcia B) sa jedná o pomer amplitúd získaných z nedávno realizovaného experimentu v Extreme Light Laboratory v UNL, USA realizovanom v spolupráci s Ústavom fyziky plazmatu AV ČR [10]. V tomto článku bol počet zväzkov odhadovaný len na základe rozdielu energií, čo však nemusí viesť k správnej analýze výsledkov kvôli prekryvu energetických spektier zväzkov v jednotlivých bublinách. Použitie CTR metódy by mohlo dosiahnuť presnejšie výsledky. V treťom prípade (funkcia C) je 2. amplitúdu polovičná a tretia štvrtinová. Výsledné spektrá sú zobrazené na Obr. 4.8 a pre lepší prehľad je na Obr. 4.9 zobrazený detail spektra vlnových dĺžok medzi 3 a 4 μm .



Obr. 4.10: Tvary časových profilov pre tri za sebou nasledujúce elektrónové zväzky s rôznymi relatívnymi amplitúdami. Vertikálna osa dN/dt predstavuje normovaný počet dopadajúcich elektrónov za jednotku času.



Obr. 4.11: Produkované frekvenčné spektrum f (hore) a spektrum vlnových dĺžok λ (dole) pre tri elektrónové zväzky. Vertikálna osa $|X(f)|$ predstavuje intenzitu form-faktoru z (3.3).



Obr. 4.12: Detail spektra troch elektrónových zväzkov vo vlnových dĺžkach $\lambda = 3 - 4$ fs..

Ako môžeme vidieť na Obr. 4.11, na okolí minim je badateľný rozdiel v tvare priebehu intenzity. Prípady A a B majú prakticky rovnaký priebeh. V prípade C je badateľné medzi maximami len jedno minimum, ako je možné vidieť na Obr. 4.12. To môže predstavovať problém pri detekcii počtu zväzkov, keďže jedno minimum nastáva v tejto oblasti aj v prípade dvoch zväzkov.

Záver

V tejto bakalárskej práci som sa sústredil na návrh diagnostiky časového trvania ultrakrátkych elektrónových zväzkov urýchľovaných laserom generovanými plazmovými vlnami. V úvode som popísal základy vysokointenzívnych laserových impulzov a spôsoby ich generácie, ako synchronizácia módov a metódu CPA. Následne som popísal interakciu plazmy a laserového impulzu, plazmové vlny a urýchľovanie elektrónov pomocou brázdových vln (LWFA).

V ďalšej časti som sa sústredil na popis metód merania časového trvania elektrónových zväzkov. Špeciálnu pozornosť som venoval využitiu koherentného prechodového žiarenia (CTR). Výhoda tejto metódy spočíva v jej časovom rozlíšení. Analýzou CTR spektra sme schopný zistiť časové trvania ultrakrátkych elektrónových zväzkov s presnosťou na úrovni desiatín femtosekúnd. Odhad časového trvania a profilu produkovaných elektrónových zväzkov je dôležitý z pohľadu ich charakterizácie pre budúci výskum a využitie vysoko energetických elektrónových zväzkov.

Praktická časť tejto práce bola venovaná analýze možných tvarov ultrakrátkych elektrónových zväzkov produkovaných pri LWFA. Pomocou programu Matlab som zobrazil priebeh intenzity pre rôzne časové profily jedného elektrónového zväzku, následne porovnal ich rozdiely v produkovanom spektre CTR žiarenia a na základe týchto rozdielov identifikoval frekvenčný rozsah, kde sa produkované spektrá odlišujú. Práve tieto odlišnosti budú dôležité pri budúcom návrhu diagnostiky. Následne som porovnal produkované spektrum pre viacero za sebou nasledujúcich elektrónových zväzkov. Pri práci som pracoval so smerodajnou odchýlkou časového trvania zväzku na úrovni $\sigma = 1,5$ fs, Takto krátka dĺžka elektrónového zväzku už bola pri experimente využívajúcom LWFA nameraná [3].

Počas reálneho experimentu budeme mať obmedzený pozorovateľný spektrálny rozsah, teda sa musíme pri návrhu diagnostiky zamerať na rozdiely vo vlnových dĺžkach spektra, ktoré budeme vedieť pozorovať a reálne porovnávať. Z výsledkov vyplýva, že na porovnanie rôznych možných situácií budeme potrebovať spektrálny rozsah $\lambda = 0,5 - 5$ μm . Zistil som, že je možné z tvaru spektra rozlíšiť počet za sebou idúcich elektrónových zväzkov, pokiaľ máme k dispozícii spektrometer s dostatočným rozlíšením a hĺbkou. Vtedy by bolo možné identifikovať jednotlivé počty za sebou idúcich zväzkov na základe počtu vedľajších maxím. Jednotlivé amplitúdy zväzkov je možné určiť z rozptylu týchto vedľajších maxím.

Predošlé experimenty ukázali, že radiálny profil pre zväzky s nízkou divergenciou nemá významný vplyv na tvar spektra [41]. Preto nebol vplyv radiálneho profilu zahrnutý vo výslednej analýze. Pre správnu interpretáciu experimentálnych výsledkov

sa však radiálny profil zväzku oplatí skúmať podrobnejšie. Preto pri budúcom návrhu diagnostiky musím rozšíriť použitý kód o vplyv radiálneho profilu a divergencie zväzku na tvar spektra, vplyv celkového náboja a energie zväzku na spektrálnu intenzitu. Taktiež bude potrebné spracovať rozsiahlejšiu analýzu možných rozmiestnení elektrónových zväzkov v rámci jednotlivých periód brázdovej vlny a nimi produkované CTR spektra. Po tejto rozsiahlejšej analýze by tento kód mohol byť použitý pri budúcom experimente na Ústave fyziky plazmatu AV ČR.

Literatúra

- [1] Bingham R. and Trines R. Introduction to plasma accelerators: the basics. *Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration*, 2016. Dostupné z: doi:10.5170/CERN-2016-001.67.
- [2] Tajima T. and Dawson J.M. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43:267–270, 1979. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.43.267.
- [3] Lundh O., Lim J., et al. Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser–plasma accelerator. *Nature Phys.*, 7:219—222, 2011. Dostupné z: doi:10.1038/nphys1872.
- [4] Strickland D. and Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219–221, 1985. Dostupné z: doi:10.1016/0030-4018(85)90120-8.
- [5] Nakajima K., Kawakubo T., et al. A proof-of-principle experiment of laser wakefield acceleration. *Physica Scripta*, T52:61–64, 1994. Dostupné z: doi:10.1088/0031-8949/1994/t52/009.
- [6] Pukhov A. and Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Appl Phys B*, 74:355—361, 2002. Dostupné z: doi:https://doi.org/10.1007/s003400200795.
- [7] Molodozhentsev A. and Kruchinin K. Compact LWFA-based extreme ultraviolet free electron laser: design constraints. *arXiv* [online]. Cornell University, 2021. [vid.30.7.2021]. Dostupné z: https://arxiv.org/pdf/2104.06075.pdf.
- [8] Albert F., Couprie M. E., et al. 2020 roadmap on plasma accelerators. *New Journal of Physics*, 23:031101, 2021. Dostupné z: doi:10.1088/1367-2630/abcc62.
- [9] Lundh O., Rechatin C., et al. Experimental measurements of electron-bunch trains in a laser-plasma accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 110:065005, 2013. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.110.065005.
- [10] Golovin G., Horný V., et al. Generation of ultrafast electron bunch trains via trapping into multiple periods of plasma wakefields. *Physics of Plasmas*, 27(3):033105, 2020. Dostupné z: doi:10.1063/1.5141953.
- [11] Einstein A. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18(121):121–128, 1917.

- [12] Maiman T. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1960. Dostupné z: doi:10.1038/187493a0.
- [13] Siegman A.E. *Lasers*. Herndon:University Science Books, 1986.
- [14] Vrbová M., Gavrilov P., and Jelínková H. *Úvod do laserové techniky*. Praha: České vysoké učení technické, 1994.
- [15] Mourou G., Tajima T., and Bulanov S. V. Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics*, 78(2):309–371, 2006. Dostupné z: doi:10.1103/RevModPhys.78.309.
- [16] Lamb W. E. Theory of an optical maser. *Phys. Rev.*, 134(6A):429–450, 1964. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [17] Mode Locking [online]. RP Photonics Consulting GmbH. [vid. 15.2.2021]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/mode_locking.html.
- [18] The Nobel Prize in Physics 2018 [online]. The Nobel Foundation. [vid. 13.3.2021]. Dostupné z: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/>.
- [19] Yoon J., Jeon Ch., et al. Achieving the laser intensity of $5,5 \cdot 10^{22}$ W/cm² with a wavefront-corrected multi-PW laser. *Optics Express*, 27(15):20412–20420, 2019. Dostupné z: doi:10.1364/OE.27.020412.
- [20] Moulton P. F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *Journal of the Optical Society of America B*, 3(1):125–133, 1986. Dostupné z: doi:10.1364/JOSAB.3.000125.
- [21] Lanning R., Xiao Z., et al. Gaussian-beam-propagation theory for nonlinear optics involving an analytical treatment of orbital-angular-momentum transfer. *Physical Review A*, 96(1), 2017. Dostupné z: doi:10.1103/physreva.96.013830.
- [22] Meschede D. *Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics*. Hoboken: Wiley, 2007.
- [23] Gibbon P. Introduction to plasma physics. *arXiv* [online]. Cornell University, 2020. [vid.15.3.2021]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/2007.04783.pdf>.
- [24] Kulhánek P. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: Aldebaran Group for Astrophysics, 2017.
- [25] Macchi A. *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2013.
- [26] Silva L. O., Bingham R., et al. Ponderomotive force of quasiparticles in a plasma. *Physical Review E*, 59(2):2273–2280, 1999. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevE.59.2273.
- [27] Umstadter D., Chen S., et al. Nonlinear optics in relativistic plasmas. *Opt. Express*, 2(7):282–288, 1998. Dostupné z: doi:10.1364/OE.2.000282.

- [28] Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. IMPERIAL COLLEGE PRESS, 2005.
- [29] Leuchs G. *Multiphoton ionization of atoms*. In: *Lecture Notes in Physics*, vol 182. Berlin, Heidelberg:Springer, 1983.
- [30] Esarey E., Schroeder C., and Leemans W. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 81:1229–1285, 2009. Dostupné z: doi:10.1103/RevModPhys.81.1229.
- [31] Couperus J.P. *Optimal Beam Loading in a Nanocoulomb-class laser wake-field accelerator*. Dresden, 2018. Disertačná práca. Dresden University of Technology, Faculty of Science, Department of Physics.
- [32] Hidding B., Hooker S., et al. *Plasma Wakefield Accelerator Research 2019 - 2040 : A community-driven UK roadmap compiled by the Plasma Wakefield Accelerator Steering Committee (PWASC)*. 2019.
- [33] Pukhov A., Sheng Z.-M., et al. Particle acceleration in relativistic laser channels. *Physics of Plasmas*, 6(2847), 1999. Dostupné z: doi:10.1063/1.873242.
- [34] Faure J., Glinec Y., et al. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431:541—544, 2004. Dostupné z: doi:10.1038/nature02963.
- [35] Wang X., Nie S., et al. Measurement of femtosecond electron pulse length and the temporal broadening due to space charge. *Review of Scientific Instruments*, 80:013902, 2009. Dostupné z: doi:10.1063/1.3062863.
- [36] Faure J., Rechatin C., et al. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature*, 444:737—739, 2006. Dostupné z: doi:10.1038/nature05393.
- [37] Wang D. X. Measurement of short bunches. *Conf. Proc. C*, 9608262:303–307, 1996.
- [38] Shibata Y., Ishi K., et al. Observation of coherent transition radiation at millimeter and submillimeter wavelengths. *Phys. Rev. A*, 45:R8340–R8343, 1992. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevA.45.R8340.
- [39] Schroeder C., Esarey R., et al. Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface. *Phys. Rev. E*, 69:016501, 2004. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevE.69.016501.
- [40] Faure J. and Glinec Y. Ultrashort laser pulses and ultrashort electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction. *Physics of Plasmas*, 13, 2006. Dostupné z: doi:10.1063/1.2180727.
- [41] Lundh O., Lim J., et al. Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser–plasma accelerator - supplementary information. *Nature Phys.*, 7:219—222, 2011. Dostupné z: doi:10.1038/nphys1872.