

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ  
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



## **Bakalářská práce**

**Studium stability vzájemného zpoždění  
mezi dvěma laserovými impulzy pro  
realizaci dvoubublinového injektoru  
elektronového svazku**

Autor: David Grund  
Vedoucí: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.  
Akademický rok: 2018/2019



CZECH TECHNICAL UNIVERSITY  
IN PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering  
Department of Physics



## **Bachelor's thesis**

### **Study of two-laser-pulses-delay stability for electron beam two-bubble injector realization**

Author: David Grund  
Supervisor: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.  
Academic year: 2018/2019





*Katedra:* fyziky

*Akademický rok:* 2018/2019

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* David Grund

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Název práce:* Studium stability vzájemného zpoždění mezi dvěma laserovými  
*(česky)* impulzy pro realizaci dvoubublinového injektoru elektronového svazku

*Název práce:* Study of two-laser-pulses-delay stability for electron beam two-bubble  
*(anglicky)* injector realization

*Pokyny pro vypracování:*

1. seznámte se s fyzikou a technikou laserového urychlování plazmovou vlnou
2. seznámte se s jednotlivými schémata injeckce elektronových svazků
3. seznámte se s dvojbublinovým injeckčním schématem
4. naměřte stabilitu vzájemného zpoždění mezi dvěma laserovými impulzy

*Doporučená literatura:*

- [1] E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans: Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009)
- [2] G. Bonnaud, D. Teychenné and J.-L. Bobin: Phys. Rev. E 50, R36 (1994)
- [3] D. Umstadter, E. Esarey and J. Kim: Phys. Rev. Lett. 72, 1224 (1994)
- [4] V. Horný et al.: Plas. Phys, Contr. Fusion 60, 064009 (2018)

*Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:*

Ing. Miroslav Krůs, Ph.D. (Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v. v. i.)

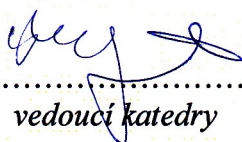
*Datum zadání bakalářské práce:* 22.10.2018

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 08.07.2019

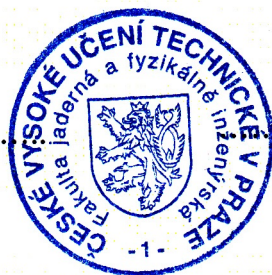
*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*



.....  
garant oboru



.....  
vedoucí katedry

  
.....  
děkan

V Praze dne 22.10.2018

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, software, 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 8. 7. 2019

.....  
David Grund

## **Poděkování**

Děkuji svému školiteli Ing. Miroslavu Krúsovi, Ph.D. za cenné rady, připomínky a konzultace v průběhu psaní práce i při přípravě a zpracování praktické části.

David Grund



*Název práce:*

**Studium stability vzájemného zpoždění mezi dvěma laserovými impulzy pro realizaci dvoubublinového injektoru elektronového svazku**

*Autor:* David Grund

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Miroslav Krůs, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v. v. i.

*Konzultant:* —

*Abstrakt:* Tato bakalářská práce se zabývá studiem laserových-plazmových urychlovačů (LPU). V první kapitole je rozebrán především vznik a vlastnosti laserem buzených plazmových vln a nejvýznamnější konfigurace LPU. Druhá kapitola navazuje popisem základních injekčních principů, mezi které patří autoinjekce, injekce hustotním přechodem, ionizační a optická injekce. Na závěr je popsáno tzv. dvoubublinové schéma (IPP), pro jehož experimentální realizaci je nutné vytvořit dva femtosekundové laserové impulzy šířící se za sebou s daným zpožděním. Praktická část práce je věnována jejich produkci na 40 TW Ti:Sa systému ve výzkumném centru PALS za pomoci dazzleru umístěného před soustavou zesilovačů. Byl studován vliv zesílení na stabilitu zpoždění.

*Klíčová slova:* laserový-plazmový urychlovač, injekce elektronů, injekce předcházejícím impulzem

*Title:*

**Study of two-laser-pulses-delay stability for electron beam two-bubble injector realization**

*Author:* David Grund

*Abstract:* This bachelor's thesis focuses on the laser-plasma accelerators (LPAs). In the first chapter, mainly a generation and properties of the plasma waves driven by laser pulses and the most significant configurations of LPAs are examined. The second chapter follows up with the description of basic injection techniques, such as self-injection, density down-ramp injection, ionisation injection and optical injection. Finally, the so called double bubble scheme (IPP) is described, which requires two copropagating femtosecond laser pulses with a given delay to be produced. The experimental part of the thesis is devoted to the production of double pulses on the 40 TW Ti:Sa laser system in PALS research centre by a dazzler placed in front of amplifier system. The effect of amplification on the delay was studied.

*Key words:* laser-plasma accelerator, electron injection, injection by preceding pulse



# Obsah

Seznam obrázků	iii
Seznam fyzikálních konstant	v
Úvod	1
<b>1 Laserové urychlování plazmovou vlnou</b>	<b>3</b>
1.1 Interakce vysoce intenzivních laserových impulzů s látkou . . . . .	3
1.2 Plazmové veličiny . . . . .	4
1.3 Ponderomotorická síla . . . . .	5
1.4 Plazmové vlny . . . . .	6
1.4.1 Vznik plazmové brázdové vlny . . . . .	6
1.4.2 Popis plazmových vln . . . . .	7
1.4.3 Lineární plazmové vlny . . . . .	7
1.4.4 Nelineární plazmové vlny . . . . .	8
1.4.5 Lámání vln . . . . .	9
1.5 Šíření laserového impulzu plazmatem . . . . .	10
1.5.1 Fokusační a defokusační jevy, vedení impulzu . . . . .	11
1.6 Zachycení elektronů a limity urychlování . . . . .	12
1.7 Konfigurace laserových-plazmových urychlovačů . . . . .	14
1.7.1 LWFA . . . . .	14
1.7.2 PBWA . . . . .	14
1.7.3 Automodulované LWFA . . . . .	15
1.7.4 Urychlování vlákem impulzů . . . . .	16
1.7.5 Bublinový režim . . . . .	16
<b>2 Schémata injekce elektronových svazků</b>	<b>19</b>
2.1 Autoinjekce . . . . .	19
2.2 Injekce hustotním přechodem . . . . .	20
2.2.1 Pozvolná hustotní rampa . . . . .	21
2.2.2 Prudký pokles v hustotě . . . . .	21
2.3 Ionizační injekce . . . . .	22
2.4 Optická injekce . . . . .	24
2.4.1 Ponderomotorická injekce . . . . .	24
2.4.2 Injekce srážejícími se impulzy . . . . .	24
2.4.3 Kolmo se srážející impulzy s kolmými polarizacemi . . . . .	25
2.4.4 Injekce předcházejícím impulzem . . . . .	26

<b>3</b>	<b>Generování laserových dvojimpulzů</b>	<b>29</b>
3.1	Konfigurace experimentu . . . . .	30
3.2	Zpracování měření . . . . .	30
3.3	Výsledky a diskuze . . . . .	31
	<b>Závěr</b>	<b>35</b>
	<b>Literatura</b>	<b>36</b>

# Seznam obrázků

1.1	Vznik laserové brázdové vlny. Laserový impulz s gaussovským časovým průběhem se pohybuje zleva doprava, kladné ionty považujeme za stacionární. Ilustrace podle [3]. . . . .	7
1.2	Srovnání průběhu lineárního (a) a nelineárního režimu (b) brázdové vlny. Laserový impulz s délkou (FWHM) $\lambda_p/2$ se pohybuje doprava, počáteční hustota plazmatu byla rovna $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Amplitudy laserového impulzu $a_0$ jsou rovny: (a) 0,2, (b) 2,0. Převzato z [8] a upraveno. . . . .	8
1.3	Parametry gaussovského svazku, převzato z [10]. . . . .	11
1.4	Zakřivení vlnoploch při autofokusaci. Laserový impulz se šíří zleva doprava. Převzato z [11]. . . . .	12
1.5	Postup při zesilování laserového impulzu technologií CPA. Převzato z [15]. . . . .	14
1.6	Tvorba záznejů při superpozici dvou harmonických pohybů. Bylo zvoleno $a(t) = A(t) \cos(40t)$ , $b(t) = A(t) \cos(36t)$ a gaussovský průběh amplitudy $A(t) = \exp[-(t-5)^2/8]$ . Výsledná vlna má tvar $c(t) = a(t) + b(t) = 2A(t) \cos(2t) \cos(38t)$ . . . . .	15
1.7	Numerické řešení pro vláček optimalizovaných obdélníkových impulzů s amplitudami $a_0 \simeq 1$ při hustotě plazmatu $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Převzato z [16]. . . . .	16
1.8	(a) PIC simulace bublinového režimu pro $a_0 \simeq 4$ , šířka impulzu splňuje vztah (1.18). Hustota elektronů je zobrazena v odstínech modré, bílá plocha znázorňuje iontovou kavitu. O autoinjekci v bublinovém režimu bude pojednáno v sekci 2.1. (b) Bublinový režim v pozdější fázi s autoinjektovaným svazkem, vyznačenou délkou rozfázování a komprimovaným laserovým impulzem. Převzato z [18] a upraveno. . . . .	17
2.1	Autoinjekce díky prodlužování plazmové periody. Převzato z [24] a upraveno. . . . .	21
2.2	Potenciál brázdové vlny $\phi$ řídicího impulzu ( $a_0$ ) a amplitudy srážejících se injekčních impulzů $a_1$ a $a_2$ . Zpětný impulz se ve zvolené souřadné soustavě pohybuje doleva rychlostí $\simeq 2c$ , zbylé dva jsou v ní stacionární. Převzato z [1]. . . . .	24
2.3	Optické injekční konfigurace OC3P a IPP. Převzato z [21]. . . . .	26

3.1	Adaptovaný Mach-Zehnderův interferometr. (1), (2) značí rozdělené laserové svazky, BS 1 a BS 2 jsou děliče svazku a DL zpoždovací linka. . . . .	30
3.2	Autokorelační profil dvojimpulzu má tvar symetrického trojzubce. Zpoždění $\Delta\tau$ se zachovává v podobě vzdálenosti krajních vrcholů od prostředního. Převzato z [36] a upraveno. . . . .	30
3.3	100 změřených výstřelů pro případ Reg1:1 se zpožděním 80 fs. . . .	31
3.4	100 změřených výstřelů pro případ Reg4P1:1 se zpožděním 80 fs. .	31
3.5	Konfigurace Reg1:1 – hodnoty výstupních zpoždění $\Delta\tau'$ a dílčích výsledků $\Delta\tau_{21}$ a $\Delta\tau_{32}$ v závislosti na vstupním zpoždění $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí. . . . .	33
3.6	Konfigurace Reg1:2 – hodnoty výstupních zpoždění $\Delta\tau'$ a dílčích výsledků $\Delta\tau_{21}$ a $\Delta\tau_{32}$ v závislosti na vstupním zpoždění $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí. . . . .	33
3.7	Konfigurace Reg4P1:1 – hodnoty výstupních zpoždění $\Delta\tau'$ a dílčích výsledků $\Delta\tau_{21}$ a $\Delta\tau_{32}$ v závislosti na vstupním zpoždění $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí. . . . .	34
3.8	Konfigurace Reg4P1:2 – hodnoty výstupních zpoždění $\Delta\tau'$ a dílčích výsledků $\Delta\tau_{21}$ a $\Delta\tau_{32}$ v závislosti na vstupním zpoždění $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí. . . . .	34

# Seznam fyzikálních konstant

Rychlost světla	$c = 3,000 \times 10^8 \text{ m/s}$
Permitivita vakua	$\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
Elementární náboj	$e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$
Hmotnost elektronu	$m_e = 9,109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Bohrův poloměr elektronu	$r_B = 5,291 \times 10^{-11} \text{ m}$
Klasický poloměr elektronu	$r_e = 2,818 \times 10^{-15} \text{ m}$





# Úvod

Myšlenka využít plazmové vlny k urychlování elektronů sahá až do roku 1979, kdy byl tento koncept navržen fyziky Tajimou a Dawsonem [1]. Plazmové vlny dnes představují důležitou alternativu ke konvenčním radiofrekvenčním lineárním urychlovačům elektronů. Jejich výhodou je zejména schopnost ustát vysoké hodnoty intenzity urychlujícího elektrického pole, které přesahují stovky GV/m, u lineárních radiofrekvenčních urychlovačů dosažitelné hodnoty pro srovnání činí 100 MV/m, přičemž při vyšších gradientech hrozí elektrický průraz stěn jejich urychlovacích dutin [1].

Další předností plazmových urychlovačů je možnost produkce ultra krátkých elektronových svazků s časovou délkou v jednotkách femtosekund. Vlny lze generovat vysoce intenzivními a ultrakrátkými laserovými impulzy, jinou možností je pak použít krátký, zpravidla pikosekundový, svazek nabitých částic (elektronů – zařízení FACET v laboratoři SLAC, či protonů – experiment AWAKE v CERNu, [2]). Budoucí aplikace plazmových urychlovačů jakožto kompaktních radiačních zdrojů nebo jako injektorů pro konvenční RF urychlovače se více než nabízí [1].

Teoretická část této práce si klade za cíl jednak popsat a shrnout základní principy urychlování plazmovou vlnou buzenou laserovým impulzem, jednak rozebrat nejtýpější principy injekce, tj. tvorby elektronového svazku uvnitř urychlující části plazmové vlny. První kapitola pojednává o interakci vysoce intenzivních laserových impulzů s plynným médiem, o vzniku a vlastnostech plazmových vln, větší pozornost je pak věnována i šíření laserových impulzů plazmatem a souvisejícím jevům. Konec první kapitoly je zaměřen na popis pěti nejpodstatnějších konfigurací laserových-plazmových urychlovačů.

Úvod druhé kapitoly je věnován autoinjekci jakožto snadno dosažitelnému, avšak obtížně kontrolovatelnému principu injekce elektronů. Dále je navázáno popisem schémat umožňujících získat nad injekcí kontrolu, ať už úpravou terčového plynu či použitím dodatečných laserových impulzů. V závěru je pojednáno o tzv. dvoubublinovém injekčním schématu, jež využívá dvou laserových impulzů šířících se za sebou.

Praktická část práce se zabývá tvorbou laserových dvojimpulzů pro realizaci dvoubublinového schématu a je popsána ve třetí kapitole. Dvojimpulzy jsou generovány na 40 TW Ti:Sa laserovém systému v laboratoři PALS a následně je studován vliv zesilovačů na zpoždění mezi nimi, neboť právě správná délka zpoždění je určujícím faktorem pro úspěšné experimentální provedení dvoubublinové injekce.

Stěžejní poznatky a výsledky této práce jsou shrnuty v závěru.



## Kapitola 1

# Laserové urychlování plazmovou vlnou

### 1.1 Interakce vysoce intenzivních laserových impulzů s látkou

Jednou z možných konfigurací laserových-plazmových urychlovačů je využití laserového brázdového pole (*laser wakefield acceleration*, viz sekce 1.7.1), jehož realizace vyžaduje intenzitu laserového impulzu přesahující  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> [1]. Na elektron v atomu vodíku ve vzdálenosti Bohrova poloměru  $r_B$  od jádra působí elektrické pole protonu intenzitou přibližně  $E_a \simeq 5,1 \cdot 10^9$  V/m. To znamená, že laserový svazek s intenzitou záření přesahující  $I_a = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_a^2 \simeq 3,5 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> (tzv. atomová intenzita) je schopen atom vodíku ionizovat [3]. Laserové svazky používané při urychlování tedy již svou náběžnou hranou ionizují vzorek plynu, do kterého jsou vstřeleny, a vzniká plazma. Plazma je definováno jako stav látky s volnými nosiči náboje, jenž vykazuje kolektivní chování a je kvazineutrální, tj. v dostatečně velkém objemu plazmatu je stejné množství kladných i záporných elektrických nábojů [4].

Použitý plyn může buďto být uzavřený v cele (*gas cell*), nebo vystřikovaný tryskou (*gas jet*). Konfigurace popsaná výše, při které je plyn ionizován budícím laserovým impulzem, nicméně může být spojena s defokusací laserového impulzu, jak bude popsáno později v sekci 1.5. Jednou z možností, jak se zbavit tohoto nežádoucího jevu, je plně plyn předionizovat, aby se následně hlavní laserový impulz na ionizaci plazmatu již nepodílel [1].

Ve skutečnosti nastává ionizace terčového materiálu i při intenzitách záření  $I < I_a$ , a to zejména díky tunelové či multifotonové ionizaci. Při klasickém fotoefektu může být atom ionizován, absorbuje-li elektron foton s energií  $h\nu$  ( $\nu$  je frekvence záření), která je větší nebo rovna výstupní práci  $W$ . Při dosažení intenzit záření  $> 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> již nemusí být interakce elektron-foton individuální, ale elektron může s nenulovou pravděpodobností pohltit naráz  $n$  fotonů s energiemi  $h\nu$  tak, že  $nh\nu \simeq W$  [3]. Tento proces označujeme jako multifotonovou ionizaci a jeho pravděpodobnost klesá s potřebným počtem fotonů  $n$ , nicméně roste s intenzitou záření. Experimentálně byla pozorována i nadprahová multifotonová ionizace (*above-threshold ionization*), kdy elektron absorbuje o  $m$  více fotonů, než je nutno k překonání ionizační energie [3]. Uvolněný elektron pak získává navíc kinetickou energii s hodnotou  $E_{\text{kin}} = (n + m)h\nu - W$ .

K tunelové ionizaci dochází, je-li pole laseru natolik silné, že přímo naruší Coulombický potenciál jádra. Jedná se o kvantově mechanický proces, kdy pro elektron existuje konečná pravděpodobnost protunelování se skrze potenciální bariéru do místa, kde je hodnota Coulombické bariéry nižší, než je vazebná energie elektronu. Díky vnějšímu poli může hodnota bariéry dokonce poklesnout pod hodnotu ionizační energie, pak elektron opouští atom spontánně (*barrier suppression*). Pro vodík tento efekt nastává při intenzitě záření přibližně rovné  $I_{\text{app}} \simeq 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , pro některé další prvky se prahové intenzity tohoto jevu pohybují v řádech  $10^{13}$  až  $10^{17} \text{ W/cm}^2$  [3].

Keldyshův parametr se zavádí jako  $\gamma = \omega \sqrt{2W/I}$ , kde  $\omega$  je kruhová frekvence laserového svazku,  $I$  intenzita záření a  $W$  výstupní práce terčového materiálu [3]. Jeho hodnota určuje, jaký ze zmíněných ionizačních procesů v dané situaci převládá. Pro  $\gamma > 1$  je dominantní multifotonová ionizace (vyžaduje vysoké frekvence, a tedy vysokoenergetické fotony, aby se snížil jejich počet nutný k absorpci), pro  $\gamma < 1$  (silná pole, nižší frekvence) převažuje tunelování [3].

## 1.2 Plazmové veličiny

V případě šíření elektromagnetických vln o vysoké frekvenci v plazmatu lze studovat pouze pohyb elektronového podsystemu, a to z důvodu výrazně větší hmotnosti iontů. Ty lze efektivně považovat za nehybné kladně nabitě pozadí. Elektronů v takovém případě oscilují na charakteristické elektronové plazmové frekvenci [4]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (1.1)$$

kde  $n_e$  je hustota volných elektronů v plazmatu. Související veličina je rovněž plazmová vlnová délka  $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$ . Její přibližnou hodnotu pro plazma s danou elektronovou hustotou spočteme podle [1]

$$\lambda_p [\mu\text{m}] \simeq 3,3 \times 10^{10} / \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]}. \quad (1.2)$$

Disperzní relace  $\omega = \omega(k)$  popisující šíření elektromagnetické vlny s kruhovou frekvencí  $\omega$  plazmatem je dána jako

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2, \quad (1.3)$$

kde  $k$  je velikost vlnového vektoru  $k$ . Lze z ní odvodit nerelativistický index lomu plazmatu [5]

$$\eta(\omega) = \frac{c}{v_\varphi} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (1.4)$$

kde  $v_\varphi = \omega/k$  je fázová rychlost elektromagnetické vlny. Z disperzní relace je také patrné, že při  $\omega > \omega_p$  se chová prostředí transparentně a vlna prochází bez tlumení, v opačném případě  $\omega < \omega_p$  nabývá  $k$  komplexních hodnot, prostředí je reaktivní. Vlna se v něm není schopna šířit a odráží se. Na rozhraní vzniká

pouze silně exponenciálně tlumená evanescentní vlna [5]. V mezní situaci  $\omega = \omega_p$  hovoříme o kritické hodnotě elektronové hustoty, která je podle (1.3) rovna

$$n_{ec} = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{4\pi^2 m_e \epsilon_0 c^2}{e^2 \lambda^2}. \quad (1.5)$$

Při  $n_e \geq n_{ec}$  se tedy dané elektromagnetické záření o vlnové délce  $\lambda = 2\pi c/\omega$  plazmatem nešíří. Takové plazma nazýváme nadkritické (*overdense*), v opačném případě podkritické (*underdense*). Při realizaci laserových-plazmových urychlovačů uvažujeme šíření laserových impulzů právě v podkritickém plazmatu. V tomto případě se impulzy budou šířit grupovou rychlostí  $v_g$ , kterou získáme z (1.3) jako

$$v_g = \frac{d\omega(k)}{dk} = \frac{kc^2}{\sqrt{\omega_p^2 + c^2 k^2}} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}. \quad (1.6)$$

### 1.3 Ponderomotorická síla

Interakci mezi intenzivním laserovým impulzem a plazmatem lze vhodně popsat parametrem  $a_0$ , který je dán jako amplituda normalizovaného (bezrozměrného) vektorového potenciálu (*laser strength parameter*)  $\mathbf{a} = \mathbf{A} \frac{e}{m_e c}$ . Vztah k amplitudě elektrického pole laseru  $E_0$  je dán jako  $E_0 = a_0 m_e c \omega / e$ , kde  $\omega$  je kruhová frekvence laserového záření. Intenzita záření v maximu je rovna  $I_0 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2$ , tj.  $I_0 = 2c \epsilon_0 \pi^2 (a_0 m_e c^2 / e \lambda)^2$ , kde  $\lambda = 2\pi c/\omega$  je vlnová délka laseru. Odtud pro lineárně polarizovaný laser plyne praktický vzorec pro výpočet přibližné hodnoty [1]

$$a_0 = 0,85 \times 10^{-9} \lambda [\mu\text{m}] \sqrt{I_0 [\text{W.cm}^{-2}]}. \quad (1.7)$$

Uvažujeme-li pohyb elektronu v poli lineárně polarizované elektromagnetické rovinné vlny, elektron osciluje ve směru polarizace elektrického pole a je unášen ve směru šíření vlny – koná driftový pohyb. V soustavě spojené s jeho driftovým pohybem (*average rest frame*) má jeho trajektorie charakteristický tvar číslice 8 [3]. Jelikož hybnost unášivého pohybu je úměrná  $a_0^2$ , zatímco příčná hybnost je úměrná  $a_0$ , dominuje pro silná elektrická pole  $a_0 \gg 1$  unášivý pohyb nad příčným kmitáním [6]. Zároveň platí, že normalizovaný potenciál  $\mathbf{a}$  je roven normalizované hybnosti elektronu v příčném směru  $\mathbf{p}_\perp$ , která popisuje kmitání, tj.  $\mathbf{a} = \mathbf{p}_\perp / m_e c$  [3]. Hodnota  $a_0$  je tudíž přibližně rovna poměru příčné hybnosti elektronu vůči  $m_e c$ . Proto se při  $a_0 \simeq 1$  obecně začínají výrazněji projevovat relativistické efekty – nárůst relativistické hmotnosti elektronu začíná být srovnatelný s jeho klidovou hmotností  $m_e$  [6].

Tvar laserového impulzu potřebného pro generaci plazmových vln však předpoklad rovinné vlny nesplňuje, jeho délka je typicky v řádu femtosekund, prostorový i časový průběh je přibližně gaussovský a elektrické pole obsahuje vysoké gradienty kvůli zaostření svazku [3]. Interakce takového elektromagnetického impulzu s nabitou částicí (náboj  $q$  a hmotnost  $m$ ) je pak popsána tzv. ponderomotorickou silou [7]

$$\mathbf{F}_{po} = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \nabla E_{amp}^2 = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \nabla \langle E^2 \rangle, \quad (1.8)$$

kde  $E(\mathbf{r}, t) = E_{amp}(\mathbf{r}) \cos(\omega t)$  je elektrické pole impulsu,  $E_{amp}$  je jeho prostorově závislá amplituda,  $\langle \rangle$  značí časovou střední hodnotu přes jednu periodu a  $\omega$  je úhlová frekvence. Je-li nabitou částicí plazmový elektron, lze vyjádřit objemovou hustotu ponderomotorické síly působící na volné elektrony jako [7]

$$f_{po} = n_e F_{po} = -\frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{4\omega^2} \nabla E_{amp}^2, \quad (1.9)$$

kde  $n_e$  je hustota elektronů v plazmatu a  $\omega_p$  plazmová frekvence (1.1).

Jde o nelineární sílu způsobenou nehomogenním vysokofrekvenčním polem [7]. Jak lze vidět ze vztahu (1.8), je obecnou vlastností této síly, že působí stejně na kladně i záporně nabitě částice (závisí pouze na kvadrátu náboje  $q^2$ ) a vytlačuje je z míst, kde působí silnější elektrické pole. Protože je velikost síly nepřímo úměrná hmotnosti částice, je její efekt na plazmové ionty v porovnání s elektrony zanedbatelný [3].

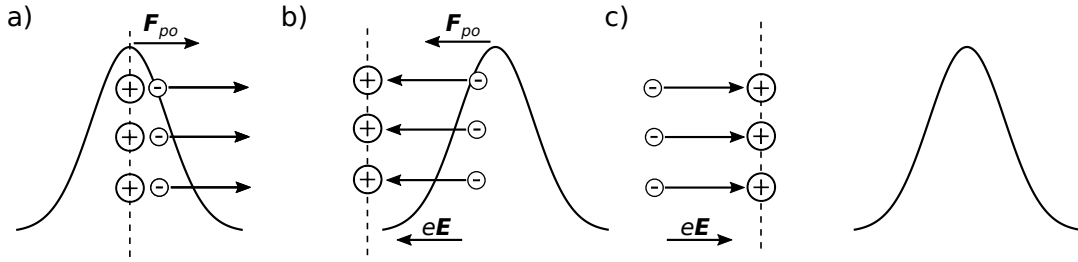
## 1.4 Plazmové vlny

Nebude-li uvedeno jinak, byly informace a vztahy obsažené v podsekcích 1.4.2 až 1.4.5 čerpány z [1].

### 1.4.1 Vznik plazmové brázdové vlny

Působení ponderomotorické síly (lze ji chápat jako „tlak záření“ [1]) může generovat plazmové brázdové vlny (*plasma wakefield*) v závěsu za vysoce intenzivním laserovým impulzem o vhodné délce a šířce pohybujícím se v podhuštěném plazmatu. Ve směru rovnoběžném se směrem šíření impulsu je situace následující: když impuls vstupuje do dosud nenarušené části plazmatu, kde jsou elektrony rozprostřeny s homogenní hustotou  $n_e$ , má ponderomotorická síla tendenci vytlačovat elektrony dopředu (viz Obr. 1.1 a)). Jakmile se nejintenzivnější část impulsu dostane před tyto elektrony, tlak záření působí ve směru opačném a tlačí je zpět. Elektrony jsou navíc přitahovány Coulombickou silou, která vzniká mezi nimi a ionty díky lokálnímu přemístění záporného náboje (viz Obr. 1.1 b)). Tato elektrostatická síla způsobuje oscilaci elektronového podsystemu na charakteristické frekvenci  $\omega_p$  (viz Obr. 1.1 c)) [3]. Analogicky se mohou generovat oscilace elektronového podsystemu i v příčné rovině.

Plazma tedy převádí transverzální elektrické pole laseru na srovnatelné longitudinální elektrické pole, jenž lze využít např. pro urychlování elektronů nacházejících se ve vhodné fázi vlny. Pro vytvoření plazmových vln s co nejvyšší amplitudou je nutné, aby délka (případně i šířka) impulsu byla přibližně rovna plazmové vlnové délce  $\lambda_p$ , dané vztahem (1.2) [3]. Pak má průběh působení ponderomotorické síly na oscilaci elektronů zesilující vliv. Konkrétní vztahy mezi délkou impulsu a  $\lambda_p$  pro co nejefektivnější generaci vln však závisí na tvaru laserového impulsu (obdélníkový, sinový, gaussovský atd.) a jsou uvedeny v [1]. Fázová rychlost brázdové vlny je přibližně rovna grupové rychlosti laserového impulsu, tj.  $v_p \simeq v_g$  [6].



Obr. 1.1: Vznik laserové brázdové vlny. Laserový impuls s gaussovským časovým průběhem se pohybuje zleva doprava, kladné ionty považujeme za stacionární. Ilustrace podle [3].

### 1.4.2 Popis plazmových vln

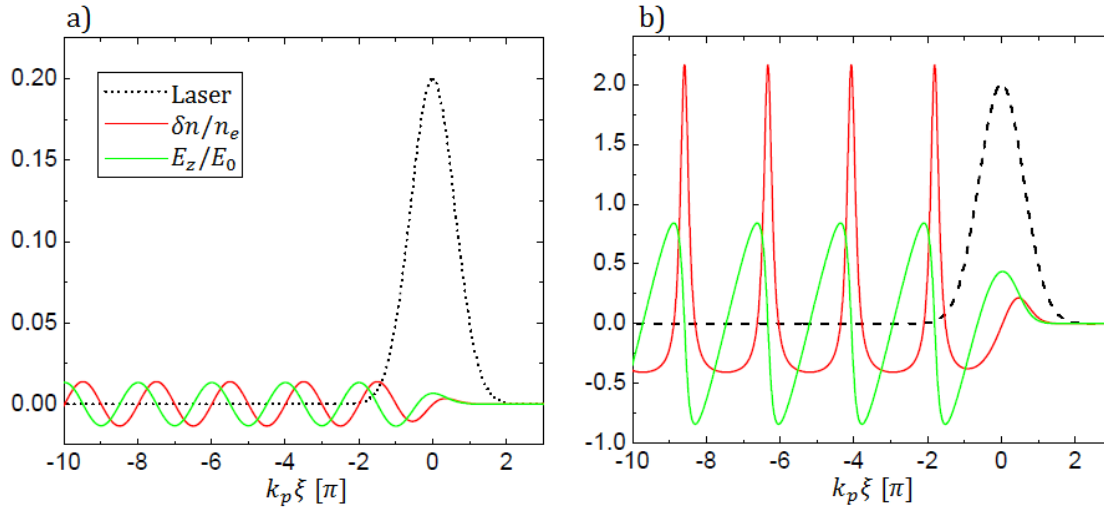
V závislosti na velikosti amplitudy normalizovaného potenciálu (1.7)  $a_0$  rozlišujeme dva režimy vln, vyžadující odlišný fyzikální popis. Pro  $a_0 \ll 1$  hovoříme o lineárním režimu, naopak je-li  $a_0 \geq 1$ , začínají se na elektronech projevovat relativistické efekty a režim je nelineární. Analytické řešení rovnic popisujících plazmové vlny existuje ve 3D při lineárním režimu a v 1D při nelineárním, to vše za předpokladu, že se budící laserový impuls v čase nevyvíjí. Pro nelineární režim ve 3D či při zahrnutí vývoje impulsu je nutno užít numerická řešení. Obvyklé je použít Particle-in-cell (PIC) simulací.

Řešit jednodimenzionální případ znamená uvažovat pouze jeden rozměr výsledné plazmové vlny – hustotní nehomogenity a následné oscilace v plazmatu vznikají pouze ve směru šíření laserového impulsu, v příčné rovině je neuvažujeme. Jde tudíž o totožnou situaci jako na Obr. 1.1. Fyzikálně má smysl zabývat se tímto řešením plazmových vln, pokud uvažujeme „široký impuls“. Tehdy charakteristický příčný rozměr impulsu  $r_{\perp}$  výrazně převyšuje plazmovou vlnovou délku  $\lambda_p$ , tj.  $r_{\perp} / \lambda_p \gg 1$ . Ponderomotorická síla v takovém případě negeneruje v příčné rovině znatelné změny v hustotě elektronů a elektronové oscilace dominují v longitudinálním směru.

K popisu plazmových vln používáme elektrostatický potenciál brázdové vlny  $\Phi$ , který normalizujeme na bezrozměrný  $\phi = e\Phi / m_e c^2$ , dále brázdové elektrické pole  $E$  spojené s potenciálem vztahem  $E = -\nabla\Phi$  a nakonec hustotní perturbaci (odchylku)  $\delta n = n - n_e$ , kde  $n$  je hustota elektronů po narušení a  $n_e$  je elektronová hustota před narušením. Hustotní perturbaci také normalizujeme na  $\delta n / n_e$ . Ve zbytku textu budeme předpokládat, že laserový impuls se bez újmy na obecnosti šíří ve směru kartézské osy  $z$  a v čase  $t = 0$  je jeho střed v místě  $z = 0$ . Pak je také vhodné zavést proměnnou  $\xi = z - v_p t$ , která popisuje pozici vůči středu řídicího laserového impulsu (*comoving variable*).

### 1.4.3 Lineární plazmové vlny

Ve 3D lineárním režimu předpokládáme, že laserový impuls způsobí pouze malé narušení v elektronové hustotě, tj.  $|\delta n / n_e| \ll 1$ . Linearizací rovnice kontinuity pro hustotu  $n$  a s použitím Lorentzovy rovnice a Gaussova zákona elektrostatiky lze



Obr. 1.2: Srovnání průběhu lineárního (a) a nelineárního režimu (b) brázdové vlny. Laserový impulz s délkou (FWHM)  $\lambda_p/2$  se pohybuje doprava, počáteční hustota plazmatu byla rovna  $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Amplitudy laserového impulzu  $a_0$  jsou rovny: (a) 0,2, (b) 2,0. Převzato z [8] a upraveno.

najít rovnici popisující vybuzení a šíření plazmových vln v řeči  $\delta n/n_e$  jako

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n}{n_e} = c^2 \nabla^2 \frac{a^2}{2}, \quad (1.10)$$

kde  $\mathbf{a}$  je normalizovaný vektorový potenciál laserového impulzu. Kompletní odvození je uvedeno např. v [8]. Pravá strana (1.10) odpovídá ponderomotorickému buzení plazmové vlny. Řešení pak dostává tvar

$$\frac{\delta n}{n_e} = \frac{c^2}{\omega_p} \int_0^t \sin[\omega_p(t-t')] \nabla^2 a^2(\mathbf{r}, t') dt'. \quad (1.11)$$

Potenciál lineární vlny za koncem takového budícího impulzu má tvar sinusoidálních oscilací s kruhovou frekvencí  $\omega_p$  a fázovou rychlostí  $v_p$ , tj.  $\phi = \phi_0 \cos[\omega_p(z/v_p - t)]$ . Ze vztahu mezi elektrostatickým potenciálem a longitudinální intenzitou elektrického pole zjistíme, že i pro ni platí podobný (o čtvrt periody posunutý) tvar  $E_z = E_{\max} \sin[\omega_p(z/v_p - t)]$ . Fázi plazmových vlnových veličin je rovněž možné zapsat jako  $k_p \xi$ , kde  $k_p = \omega_p/v_p$  je vlnové číslo. Průběh lineárních plazmových brázdových vln ilustruje Obr. 1.2 a).

Grupová rychlost laserového impulzu, a tedy i fázová rychlost vlny, je při lineárním režimu dána vzorcem (1.6). Při lineárním režimu jsou obě tyto rychlosti přibližně rovny rychlosti světla  $c$ , při nelineárním režimu je obecně  $v_p \simeq v_g \leq c$  a vztah (1.6) již není v platnosti. Maximální hodnota, kterou může v lineárním režimu nabývat amplituda  $E_{\max}$ , bude popsána v sekci 1.4.5.

#### 1.4.4 Nelineární plazmové vlny

Zde bude uveden stručný popis 1D nelineárního režimu, odvození je opět k nalezení v [8].



Stěžejním vztahem je zde nelineární diferenciální rovnice 2. řádu pro normalizovaný potenciál  $\phi$ , jež má tvar

$$\frac{\partial^2 \phi(\xi)}{\partial \xi^2} = k_p^2 \gamma_p^2 \left\{ \beta_p \left[ 1 - \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi(\xi))^2} \right]^{-1/2} - 1 \right\}, \quad (1.12)$$

kde  $\beta_p = v_p/c$ , dále  $v_p$  je fázová rychlost vlny,  $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$  Lorentzův faktor spojený s podélným a  $\gamma_\perp$  s příčným pohybem. Jak již bylo zmíněno v sekci 1.3, je  $\mathbf{a} = \mathbf{p}_\perp / m_e c$ , a tedy z relativistického vztahu pro příčnou energii elektronu  $(\gamma_\perp m_e c^2)^2 = p_\perp^2 c^2 + m_e^2 c^4$  vyplývá  $\gamma_\perp = (1 + a^2(\xi))^{1/2}$ . Chceme-li se vyhnout dalším aproximacím, je rovnici (1.12) nutno řešit numericky.

Jak normalizovaný vektorový potenciál  $\mathbf{a}$ , tak i veličiny popisující brázdovou vlnu jsou výhradně funkcemi souřadnice  $\xi$ . Všechny tyto veličiny mají tedy v soustavě pohybující se rychlostí  $v_p$  neměnný, stacionární průběh. Potenciál splňuje tuto podmínku  $\mathbf{a} = \mathbf{a}(\xi)$ , pokud požadujeme nevyvíjející se impuls; vlnové veličiny ji splňují při tzv. kvazistatické aproximaci. Ta v podstatě říká, že během interakce impulsu s plazmatem se čas  $t$  mění pouze zanedbatelně pomalu a derivace  $\partial/\partial t$  lze položit rovny nule [3].

Z Obr. 1.2 b) jsou zřejmé některé vlastnosti plazmových vln při vysoce nelineárním režimu. Na rozdíl od lineárního režimu již průběh vysoce nelineárního elektrického pole  $E_z$  nemá tvar sinusoidy, nýbrž je pro něj typický nesymetrický tvar připomínající zuby pily – náběžné hrany vrcholů stoupají strměji. S rostoucí nelinearitou roste amplituda plazmových vln a dochází i k prodlužování periody. Některé z důsledků tohoto jevu budou zmíněny v podsekcích 1.4.5 a 1.7.2. Hustotní perturbace  $\delta n/n_e$  nabývá úzkých a vysokých maxim, a přechází tak v hřebenovitý průběh.

### 1.4.5 Lámání vln

Při použití plazmových vln k urychlování elektronů je žádoucí, aby amplituda elektrického pole brázdové vlny dosáhla co nejvyšší možné hodnoty. Maximální dosažitelné hodnoty amplitud jsou různé pro lineární a nelineární režim, zároveň závisí na teplotě plazmatu. Pro lineární vlny v chladném plazmatu je tato amplituda (*cold nonrelativistic wave breaking field*) dána vztahem

$$E_0 = \frac{cm_e \omega_p}{e} \simeq 96 \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]}, \quad (1.13)$$

kde druhá část značí praktický vzorec vhodný pro výpočet číselné hodnoty. Amplituda  $E_0$  je odvozena za předpokladu, že všechny volné plazmové elektrony oscilují s vlnovým číslem  $k_p = \omega_p/c$ . Po překročení této hodnoty dochází k lámání vln (*wave breaking*) – zjednodušeně řečeno se jedná o situaci, kdy elektrony během oscilací dosahují rychlostí srovnatelných, nebo vyšších, než je fázová rychlost vlny  $v_p$ , definic však existuje více [3]. Poté dochází k narušení periodické struktury vlny.

Pro 1D nelineární vlny v chladném plazmatu může maximální amplituda vzrůst až na (*cold relativistic wave breaking field*)

$$E_{\text{WB}} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0, \quad (1.14)$$

kde  $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$  je Lorentzův faktor spjatý s fázovou rychlostí plazmové vlny, a překročit tak hodnotu  $E_0$ . V plazmatu o konečné teplotě je situace odlišná a začínají se zde projevovat některé termální efekty, např. tlak prostředí. Právě ten je jedním z důvodů, proč maximální dosažitelné amplitudy v plazmatu o dané teplotě mají nižší hodnoty, neboť tlak působí proti kumulaci elektronů a hustotní perturbace nabývá nižších maxim [3].

Obecné lámání plazmových vln ve 3D nebylo dosud plně popsáno a maximální dosažitelná amplituda není známa. Ve dvoudimenzionálním případě může k lámání docházet díky nelineárnímu prodlužování periody plazmových vln: vlna generovaná gaussovským impulzem s maximální intenzitou ve středu svazku nebude mít konstantní vlnovou délku  $\lambda_p$  jako funkci radiální vzdálenosti  $r$ . Vlnová délka bude největší pro  $r = 0$  a vlnoplochy získají podkovovitý tvar, zakřivení vlnoploch navíc s rostoucí vzdáleností za impulzem bude narůstat. V případě velkého zakřivení, a tedy i v dostatečné vzdálenosti za budícím impulzem, může znovu dojít ke zhroucení periodické struktury, neboť poloměr zakřivení bude srovnatelný se vzdáleností, na které elektrony oscilují. V takovém případě může být lámání vln výhodné, jelikož ho lze využít k zachycení a následnému urychlení elektronů. Mechanismus zachycení bude popsán v sekci 1.6. Pokud jde o vybuze- nou lineární plazmovou vlnu, lze zakřivení vlnoploch a následného lámání vln docílit např. použitím plazmových kanálů, o nichž pohovoříme v podsekcí 1.5.1.

## 1.5 Šíření laserového impulsu plazmatem

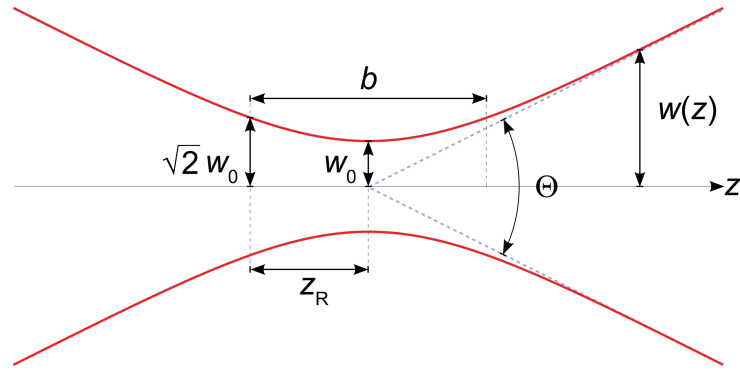
Ve skutečnosti nelze automaticky považovat laserové impulsy využívané k plazmovému urychlování za nevyvíjející se. Jak bylo zmíněno, časový i prostorový průběh těchto impulsů lze aproximovat jako gaussovský. Přírozenou vlastností laserových svazků je jejich rozbíhavost, která však může být omezena díky tzv. relativistické autofokusaci (*relativistic self-focustion*). Navíc již bylo v sekci 1.1 naznačeno, že ne vždy lze oddělit proces ionizace od samotného šíření laserového impulsu plazmatem a předpokládat, že tvar impulsu nebude ionizací ovlivněn.

Rozbíhavost gaussovského svazku, šířícího se ve vakuu ve směru osy  $z$  a s ohniskem v bodě  $z = 0$ , můžeme popsat poloměrem (šířkou)  $w(z)$ , jenž je roven vzdálenosti v radiálním směru, po které hodnota amplitudy klesne na  $1/e$  počáteční hodnoty. V paraxiální aproximaci platí vztah [9]

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (1.15)$$

kde  $w_0$  je šířka svazku v ohnisku ( $z = 0$ ) a  $z_R$  je Rayleighova délka. Ta je rovna vzdálenosti v podélném směru, po které šířka vzroste na  $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$ , viz Obr. 1.3. Má-li laser vlnovou délku v daném médiu  $\lambda$ , pak platí  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$  a v limitě  $z \rightarrow \infty$  je úhel rozbíhání z Obr. 1.3 roven  $\Theta = 2\lambda / (\pi w_0)$  [9]. S rozšiřováním laserového svazku souvisí i pokles intenzity záření, která pak nemusí být dostatečná pro generování plazmové vlny.

Rozbíhavost gaussovského svazku ve vakuu rovněž snižuje grupovou rychlost, se kterou se šíří laserový impuls. Ta je pak přibližně dána jako  $v_g \simeq c \cdot \cos(\Theta/2)$  a může být výrazně snížena zejména pro silně zaostřené impulsy [1].



Obr. 1.3: Parametry gaussovského svazku, převzato z [10].

### 1.5.1 Fokusační a defokusační jevy, vedení impulzu

Relativistická autofokuse (AF) laserového impulzu je způsobena závislostí indexu lomu plazmatu na plazmové frekvenci (1.1), tedy i na hmotnosti elektronu  $m_e$ . Jelikož dominantní složkou pohybu elektronu jsou oscilace v příčné rovině, je hmotnost elektronu přibližně rovna  $m_e = \gamma_{\perp} m_{0e}$ , kde je jako  $m_{0e}$  nyní označena klidová hmotnost elektronu a  $\gamma_{\perp}(r) = (1 + a^2(r))^{-1/2}$  je Lorentzův faktor [1]. Normalizovaný potenciál, a tedy i faktor  $\gamma_{\perp}$ , jsou obecně funkcemi vzdálenosti  $r$  v příčné rovině a pro gaussovský svazek nabývají vrcholu v  $r = 0$ . Na ose svazku je tudíž relativistický nárůst hmotnosti maximální, plazmová frekvence minimální a index lomu zde podle (1.4) nabývá maxima [6]. Ze vztahu (1.6) je vidět, že fázová rychlost plazmové vlny má pak na ose nejnižší hodnotu. Dochází proto k zakřivení vlnoploch a směr šíření (kolmý na vlnoplochy) je nyní funkcí vzdálenosti  $r$  a má fokusační účinek – index lomu plazmatu se díky svému radiálnímu průběhu chová jako spojná čočka [6]. Ilustrace tohoto efektu je na Obr. 1.4.

Pro relativistickou AF laserového impulzu s kruhovou frekvencí  $\omega$  existuje prahový kritický výkon [3]

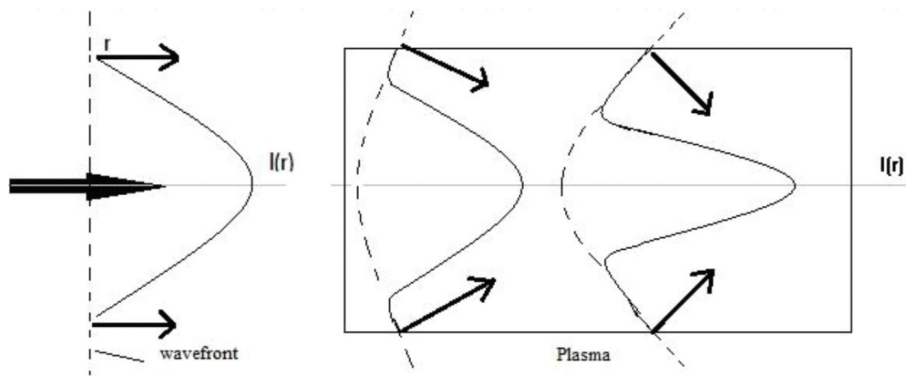
$$P_c \simeq 17,5 \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \text{ GW.} \quad (1.16)$$

Pro hustoty plazmatu  $n_e \simeq 10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  odpovídá tento výkon jednotkám TW [3]. Při výkonu  $P < P_c$  bude přirozená defokuse gaussovského svazku nad AF převažovat, pro  $P > P_c$  naopak dojde po určité době šíření ke zhroucení svazku do téměř nulového poloměru, při  $P = P_c$  jsou (při zanedbání dalších jevů) AF i divergence v rovnováze a impulz se šíří s konstantním poloměrem  $w(z)$  [3]. Pak je impulz takzvaně samoveden a je schopen urazit v plazmatu velké vzdálenosti [6].

Nicméně, relativistická AF je efektivní pouze v případě laserových impulzů s délkou  $L > \lambda_p$ , pro kratší laserové impulzy, než je vlnová délka plazmatu ( $L \lesssim \lambda_p$ ), nestihá být laserový impulz změnou v indexu lomu ovlivněn, neboť elektrony oscilují na delší časové škále ( $\sim \omega_p^{-1}$ ), než je doba jeho průchodu [1, 12].

Vztah (1.4) lze zapsat i jako  $\eta = (1 - n_e/n_{ec})^{1/2}$ , kde  $n_e$  je lokální hustota elektronů plazmatu a  $n_{ec}$  kritická hustota, daná vztahem (1.5).

Prvním důsledkem závislosti indexu lomu na hustotě plazmatu je fakt, že AF může být způsobena i ponderomotoricky (hustota elektronů je nižší blíže středu



Obr. 1.4: Zakřivení vlnoploch při autofokusaci. Laserový impulz se šíří zleva doprava. Převzato z [11].

impulzu díky působení ponderomotorické síly [11]). Jedná se však pouze o efekt doplňující relativistickou AF a snižující potřebný prahový výkon  $P_c$ , hustotní kanál vzniklý působením ponderomotorické síly sám k vedení laserového impulzu nestačí [1].

Zadruhé, pro vedení krátkých impulzů se nabízí využít předpřipravené plazmové hustotní kanály. Příkladem budiž kanál s parabolickým radiálním průběhem hustoty elektronů  $n(r) = n_0 + \Delta n r^2 / w_0^2$ , kde  $\Delta n = n(w_0) - n_0$  je hloubka kanálu. Gaussovský laserový svazek bude veden takovým kanálem za předpokladu, že hloubka kanálu bude rovna kritické hodnotě  $\Delta n_c = (\pi r_e w_0^2)^{-1}$ , kde  $r_e$  je klasický poloměr elektronu [1].

Třetím důsledkem je tzv. defokusace indukovaná ionizací. Není-li plyn předionizovaný, pak budící gaussovský laserový impulz ionizuje nejnádhněji atomy blízko svého středu, díky čemuž vzniká radiální hustotní gradient s maximem pro  $r = 0$  [3]. Na ose má tudíž index lomu minimum a chová se jako rozptylná čočka. Tato defokusace může způsobit navýšení prahového kritického výkonu  $P_c$  potřebného pro vedení impulzu [6].

Kromě předionizace plynu je možno defokusaci omezit vhodným výběrem plynu, jak bylo experimentálně demonstrováno v [13]. Laserový paprsek byl zaostřený před vstupem nad impulzní trysku vystřikující vodík  $H_2$ . Hustota neutrálního plynu měla v radiálním směru napříč průřezem laserového paprsku přibližně konstantní hodnotu. Jak bylo zmíněno, ionizace vodíku nastává při intenzitách záření přibližně  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  a při intenzitách přesahujících  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  je v tomto případě již saturovaná – je dosaženo rovnoměrné hustoty volných elektronů v radiálním směru a další ionizační procesy už nemohou proběhnout. Situace může být odlišná pro vzácné plyny, kdy lze atomy ionizovat vícenásobně a k dodatečným ionizacím dochází právě na ose svazku. V tomto experimentu bylo ukázáno, že laserový impulz je schopen urazit ve vodíku vzdálenost několika milimetrů bez toho, aby byl defokusován.

## 1.6 Zachycení elektronů a limity urychlování

Předpokládejme pro jednoduchost 1D lineární plazmovou vlnu, která byla popsána v podsekcí 1.4.3, tj. tvaru  $E_z = E_{\max} \sin(k_p \xi)$ . Elektron (jakožto záporně

nabitá částice s nábojem  $-e$ ) může být vlnou urychlován v dopředném směru pouze v takových fázích vlny, ve kterých má intenzita elektrického pole  $E_z$  záporné hodnoty. V soustavě spojené s laserovým impulzem se jedná o oblast délky  $\lambda_p/2$ , kde bude na elektron síla působit v kladném směru souřadnice  $\xi$ , ve druhé polovině periody bude naopak zpomalován [1]. Z Obr. 1.2 a) je patrné, že se jedná o úseky, kdy má fáze hodnotu  $(-3\pi/2, -\pi/2)$ ,  $(-7\pi/2, -5\pi/2)$  atp. Pro nelineární režim na Obr. 1.2 b) nelze z důvodu relativistického prodloužení periody úseky takto jednoduše číselně popsat.

Nechť je elektron injektován do druhé periody lineární plazmové vlny na Obr. 1.2 a) např. v místě  $k_p\xi = -5\pi/2$  s počáteční rychlostí  $v < v_p$  ve směru osy  $\xi$ . Pokud elektron napříč první urychlující oblastí nezíská dostatečnou rychlost tak, aby platilo  $v > v_p$  v místě  $k_p\xi = -7\pi/2$ , pak nebude vlnou zachycen a vlna ho bude i nadále předbíhat [1]. Pokud však existuje bod  $A$  se souřadnicí  $k_p\xi_0 \in (-7\pi/2, -5\pi/2)$ , kde elektron dosáhne fázové rychlosti  $v_p$ , pak dojde k jeho zachycení a urychlení v dopředném směru. To ale znamená, že elektron získá rychlost  $v > v_p$  a bude schopen vlnu předběhnout, a dostat se tak do zpomalující oblasti  $(-5\pi/2, -3\pi/2)$ , kde bude bržděn, až dokud rychlost neklesne opětovně na  $v = v_p$  v bodě  $B = -5\pi/2 + (-5\pi/2 - k_p\xi_0)$ . Celkově se tudíž bude pohybovat po uzavřené trajektorii mezi body  $A$  a  $B$  [1].

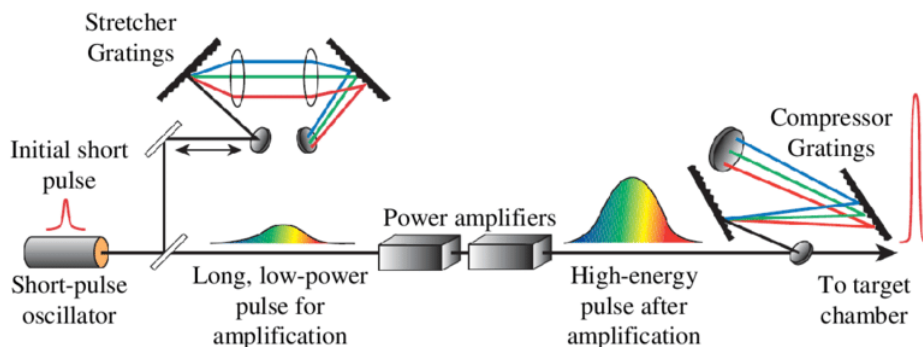
Délku rozfázování (*dephasing length*)  $L_d$  definujeme jako vzdálenost v laboratorní soustavě, kterou elektron urazí, dříve než stačí předběhnout plazmovou vlnu o polovinu její vlnové délky  $\lambda_p$  [1]. Jde o maximální možnou délku, na které lze elektron urychlovat, aniž by se dostal do zpomalovací půlperiody. Pro ilustraci, v diskutovaném 1D lineárním případě je délka rozfázování přibližně [14]

$$L_d^{1D} \simeq \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \lambda_p, \quad (1.17)$$

kde  $\omega$  je kruhová frekvence budícího laserového impulsu. Ve 2D platí  $L_d^{2D} = L_d^{1D}/2$ , neboť pouze 1/4 vlnové délky je urychlující a zároveň v radiálním směru fokusační (zaostřujícím účinkem působí polovina periody s přebytkem kladného náboje na ose laserového impulsu) [14]. Zároveň je ze vztahu (1.17) vidět, že  $L_d^{1D} \propto n_e^{-3/2}$ , takže lze délku rozfázování prodloužit volbou řidšího plazmatu [1].

V 1D modelu lze maximální energii, kterou je elektron schopen získat průchodem za dráhu dlouhou  $L_d^{1D}$  odhadnout jako  $W_{\max} = eE_{\max}L_d^{1D}$ , což znamená, že v ideálním případě by už na několika centimetrech mělo být možné dosáhnout energií v jednotkách GeV [3].

Kromě již zmíněné rozbíhavosti gaussovského svazku a rozfázování elektronu s plazmovou vlnou je posledním ze tří hlavních jevů omezujících vzdálenost, na které lze urychlovat elektrony, přeměna energie laserového impulsu na energii plazmové vlny – impuls se vyčerpává [1]. Charakteristickou délku tohoto procesu  $L_{pd}$  (*pump depletion length*) definujeme jako vzdálenost, po které je zbývající energie laserového impulsu rovna energii plazmové vlny za ním (tj. kdy impuls ztratil polovinu své počáteční energie) [14].



Obr. 1.5: Postup při zesilování laserového impulzu technologií CPA. Převzato z [15].

## 1.7 Konfigurace laserových-plazmových urychlovačů

V této sekci bude popsáno rozdělení jednotlivých režimů laserových-plazmových urychlovačů v závislosti na parametrech laserového impulzu či impulzů.

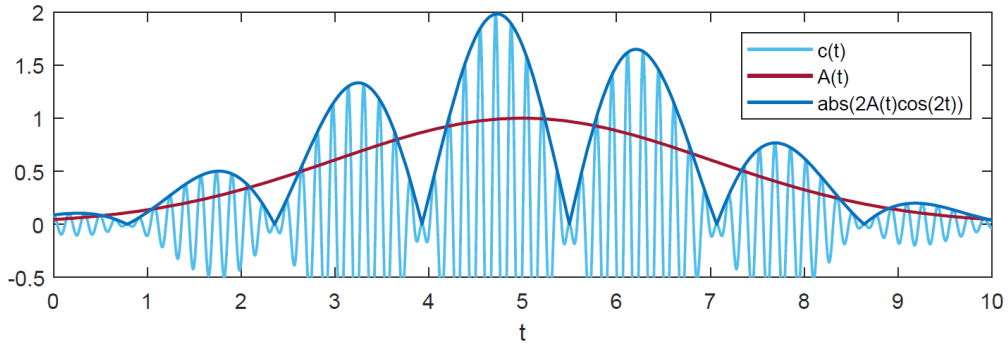
### 1.7.1 LWFA

Urychlování laserovým brázdovým polem (*laser wakefield acceleration*, zkratka LWFA) je nejpřímočařejším postupem ke generování plazmových vln a jeho princip odpovídá situaci popsané s podsekcí 1.4.1. K realizaci je třeba jednoho ultrakrátkého ( $\tau \lesssim 1$  ps) a vysoce intenzivního ( $\gtrsim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) laserového impulzu [1]. Požadavek na jeho délku  $L$  je nezbytný pro dodržení podmínky  $L \sim \lambda_p$ . Délku pikosekundového impulzu lze odhadnout jako  $L \simeq c\tau$ , což řádově dává stovky mikrometrů, zatímco vlnová délka plazmatu s typickou hustotou  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> je při výpočtu pomocí vztahu (1.2) rovna desítkám mikrometrů.

Využití této konfigurace v praxi však umožnila až první aplikace technologie CPA (*chirped pulse amplification*) při konstrukci laseru v roce 1985, experimentálního ověření funkčnosti LWFA bylo poté dosaženo v 90. letech 20. století [1]. Při použití CPA se oscilátorem vyprodukuje ultrakrátký impulz (délka v řádu femtosekund) s malou energií, který je nejprve roztažen (až na stovky pikosekund, tj. až  $10^4$ krát), následně zesílen a opětovně zkrácen na délku femtosekund [3]. Je tak možné získat ultrakrátké impulzy s TW (1 joule energie za 1 ps), či PW výkonem a díky prvotnímu roztažení se předejde zničení optických komponent v zesilovači. Roztažení impulzu může být dosaženo např. pomocí páru mřížek s normální disperzí, kde se spektrální složky s vyšší frekvencí pohybují pomaleji – vznikne tak laserový impulz s pozitivním *čerpem* (v jeho čele jsou nízkofrekvenční komponenty, tj. červená barva v případě viditelného spektra) [3]. Pro finální zkrácení je pak nutno použít dvojici mřížek s anomální disperzí. Schéma celého procesu ilustruje Obr. 1.5.

### 1.7.2 PBWA

Historicky první využitelný způsob generování plazmových vln se označuje zkratkou PBWA (*plasma beat wave acceleration*) a využívá záznejů vytvořených při in-



Obr. 1.6: Tvorba záznějů při superpozici dvou harmonických pohybů. Bylo zvoleno  $a(t) = A(t) \cos(40t)$ ,  $b(t) = A(t) \cos(36t)$  a gaussovský průběh amplitudy  $A(t) = \exp[-(t-5)^2/8]$ . Výsledná vlna má tvar  $c(t) = a(t) + b(t) = 2A(t) \cos(2t) \cos(38t)$ .

terferenci dvou laserových impulzů. Byl navržen v roce 1979 fyziky Tajimou a Dawsonem zároveň s představením celého konceptu laserových-plazmových urychlovačů, jelikož v té době nebyly dostupné technologie k vytváření impulzů s délkami kratšími než stovky pikosekund [3].

Zázněje (neboli rázy) obecně vznikají při superpozici dvou harmonických pohybů (kmitání) o podobných frekvencích  $\omega_1$  a  $\omega_2$  – frekvence výsledného harmonického pohybu je rovna aritmetickému průměru předchozích (příliš se tedy neliší), zatímco amplituda se pomalu mění s frekvencí  $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|/2$ . Tvorba záznějů je ilustrována na Obr. 1.6 a je zde patrné, že relativně dlouhé laserové impulzy je takto možné „rozsekat“ na řetězec kratších, po sobě jdoucích impulzů o délkách  $\pi/\Delta\omega$ . Pokud tedy zařídíme, aby  $\Delta\omega \simeq \omega_p/2$  (rezonanční podmínka), pak získáme vláček laserových impulzů o délkách  $L \simeq \lambda_p$  vhodných pro buzení plazmových vln [1].

Intenzita laserového impulzu v této konfiguraci nemusí být tak vysoká jako u LWFA, neboť plazmová vlna je buzena opakovaně. Při dosažení nerelativistického režimu však kvůli prodlužování periody plazmových vln hrozí rozfázování mezi vlnou a záznějí a ztráta rezonance. Plazmová vlna tak může již po průchodu několika impulzů nabýt maximální amplitudy (saturovat se) a další impulzy ji zeslabí [1]. Jedním z řešení je zvolit rozdíl frekvencí nepatrně nižší než je plazmová frekvence, tj.  $\Delta\omega < \omega_p$ , čímž se částečně kompenzuje výsledné rozfázování a amplituda výsledné plazmové vlny může být výrazně vyšší [1, 3]. Další zdokonalení poskytuje optimalizovaný vláček laserových impulzů, o němž bude pojednáno v podsekcí 1.7.4.

### 1.7.3 Automodulované LWFA

Při splnění jistých podmínek je možné brázdovou vlnu v plazmatu budit i dlouhým impulzem, pro který  $L > \lambda_p$ . Takový režim označujeme jako automodulované LWFA (*self-modulated LWFA*, zkr. SMLWFA), neboť se dlouhý impulz interakcí s plazmatem rozpadá do řady krátkých impulzů s délkami  $\sim \lambda_p$ <sup>1</sup>. V případě, že se

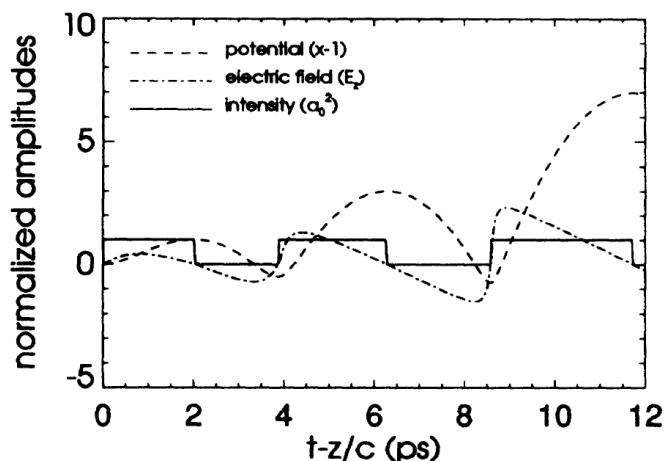
<sup>1</sup>Experiment AWAKE analogicky využívá automodulaci budícího protonového svazku [2].

dlouhý impuls šíří plazmatem s původně rovnoměrnou hustotou (bez hustotního kanálu), pak je pro dosažení SMLWFA režimu nutné zajistit podmínku na výkon impulsu  $P > P_c$ , kde  $P_c$  je daný vztahem (1.16) [1]. V plazmatu se následně utvoří periodicky se opakující oblasti zesílené fokusace a defokusace, jejichž působením se relativisticky vedený impuls rozpadá na kratší. Jelikož plazmová vlnová délka je podle vztahu (1.2) úměrná  $\lambda_p \propto n_e^{-1/2}$  a pro kritický výkon platí  $P_c \propto n_e^{-1}$ , je zpravidla možné pro daný laserový impuls dosáhnout SMLWFA režimu zvýšením hustoty plazmatu [1].

### 1.7.4 Urychlování vláčkem impulsů

V tomto konceptu, popsáném poprvé roku 1994 několika výzkumnými skupinami, se synchronizují nezávislé laserové impulsy, které mají vhodně zvolené šířky a vzdálenosti mezi sebou, aby byly ve fázi se vznikající plazmovou vlnou a maximalizovaly její amplitudu – pak tvoří tzv. optimalizovaný vláček impulsů (*optimized train of pulses*) [1].

Uvažujme vláček  $n$  obdélníkových impulsů (s nekonečně krátkou náběžnou hranou) lineárně polarizovaných ve stejném směru a s amplitudami potenciálu  $a_0$ . Takový vláček bude optimalizovaný, působí-li impulsy v oblastech kladného elektrického pole vznikající brázdové vlny (tj. v místech, kde pro potenciál platí  $d\phi/d\zeta > 0$ ), jak je zřejmé z Obr. 1.7 [16, 17]. Pokud bychom chtěli vybudit plazmovou vlnu se srovnatelným elektrickým polem pouze jedním impulzem, pak by jeho výkon musel být vyšší než celkový výkon vláčku, v nerelativistickém případě ( $a_0 \ll 1$ ) roste elektrické pole lineárně s počtem impulsů a výsledné pole je stejné pro vláček i samotný impuls za předpokladu, že celkový výkon je v obou případech stejný [17].

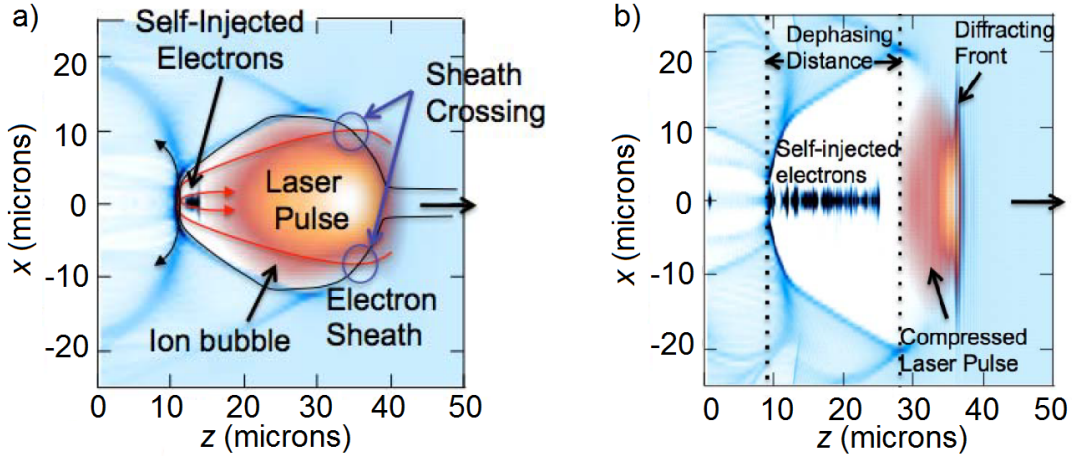


Obr. 1.7: Numerické řešení pro vláček optimalizovaných obdélníkových impulsů s amplitudami  $a_0 \simeq 1$  při hustotě plazmatu  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Převzato z [16].

### 1.7.5 Bublinový režim

Při dosažení 3D nelineárního režimu a dostatečné intenzitě budícího laserového impulsu může v rozličných konfiguracích (LWFA či automodulované LWFA) dojít působením ponderomotorické síly ke kompletnímu vytlačení elektronů z oblasti blízko osy impulsu – pak hovoříme o tzv. bublinovém režimu (anglicky *bubble regime* nebo také *blow-out* či *cavitation regime*) [1]. Za laserovým impulzem vzniká





Obr. 1.8: (a) PIC simulace bublinového režimu pro  $a_0 \simeq 4$ , šířka impulzu splňuje vztah (1.18). Hustota elektronů je zobrazena v odstínech modré, bílá plocha znázorňuje iontovou kavitu. O autoinjekci v bublinovém režimu bude pojednáno v sekci 2.1. (b) Bublinový režim v pozdější fázi s autoinjektovaným svazkem, vyznačenou délkou rozfázování a komprimovaným laserovým impulzem. Převzato z [18] a upraveno.

iontová kavita, jejíž tvar může být např. eliptický či sférický. Jedna z možností, jak produkovat stabilní brázdové vlny v bublinovém režimu při buzení ultrakrátkým impulzem (LWFA), byla popsána v [12] – v této konfiguraci je nutné přibližně sladit šířku impulzu  $w_0$  s amplitudou normalizovaného potenciálu  $a_0$ , a to konkrétně

$$k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}, \quad (1.18)$$

kde  $k_p$  je plazmové vlnové číslo. V takovém případě bude šířka laserového zhruba konstantní v čase a vzniklá iontová „bublina“ bude mít kulový tvar s poloměrem přibližně  $R_b \simeq w_0$ . Tento vztah je platný pro  $a_0 \gtrsim 2$ , ačkoliv pro  $2 \lesssim a_0 \lesssim 4$  nemusí být kavita dokonale sférická. Vztah (1.18) lze přeformulovat do podmínky na potřebný výkon laserového impulzu  $P \simeq (a_0/2)^3 P_c$ , kde  $P_c$  je kritický výkon daný vztahem (1.16).

Bublinový režim nabízí hned několik výhodných vlastností:

- Pro sférickou kavitu s poloměrem  $R_b$  a středem v  $\zeta = 0$  je longitudinální (urychlující) elektrické pole bubliny  $E_z$  rostoucí lineární funkcí  $\zeta$  a podobně i radiální (fokusační) elektrické pole  $E_r$  roste lineárně s radiální souřadnicí [1]. Elektrická pole v obou směrech mají řádově srovnatelnou velikost a  $E_z$  nabývá maxima v zadní části bubliny [1]. Důsledkem linearity fokusačních sil je, že bude zachována normalizovaná emitance<sup>2</sup> injektovaného elektronového svazku [1, 18]. Konfigurace je velmi vhodná pro externí injekci elektronů.
- Pro elektrická pole platí  $\partial_\zeta E_r \approx \partial_r E_z \approx 0$ , tudíž uvažujeme-li řez bubliny rovinou  $xy$  pro pevně zvolené  $z$ , pak všechny elektrony nacházející se v této rovině pocítí ují stejné zrychlení [18].

<sup>2</sup>Emitance je vlastnost popisující svazek nabitých částic, je rovna jeho objemu ve fázovém prostoru.

- Velká část laserového impulzu se nachází v první periodě plazmové vlny (bublině), jak je zřejmé z Obr. 1.8 a). Zadní část impulzu je vedena díky autofokusaci, kterou na ni působí iontová kavita, zatímco předek impulzu je díky excitaci plazmové vlny energeticky vyčerpán, dříve než dojde k jeho výrazné defokusaci, viz Obr. 1.8 b) [12, 18]. Laserový impulz je tedy efektivně samoveden.

Při dosažení bublinového režimu je možné pozorovat i jev komprese laserového impulzu, resp. urychlení fotonů, který lze pozorovat na Obr. 1.8 b) [18]. Longitudinální komprese impulzu vzniká jeho interakcí s plazmovou vlnou. Na čele impulzu dochází ponderomotoricky k vytlačování, a tedy úbytku elektronů, čímž se lokálně snižuje hodnota plazmové frekvence  $\omega_p$  (viz (1.1)), a tudíž i fázová rychlost laseru, neboť podle (1.4) máme

$$v_\varphi = \frac{c}{\eta(\omega)} \simeq c \left( 1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right), \quad (1.19)$$

kde  $\omega$  je kruhová frekvence laseru. Tyto fotony jsou proto „zpomalovány“, naopak fotony v zadní části laserového impulzu (je-li délka impulzu dostatečná, aby se jeho zadní část nacházela na konci bubliny, blízko vrcholu elektronové hustoty), jsou „urychlovány“ kvůli lokálnímu nadbytku elektronů [18]. Celkovým účinkem je komprese impulzu, zkrácení jeho vlnové délky a lokální nárůst intenzity  $a_0^2$  [1, 18]. Typicky je tento efekt zanedbatelný, významnější roli začíná hrát až na delších vzdálenostech a při velmi vysokých amplitudách plazmové vlny. V numerické simulaci bublinového režimu byla pozorována komprese z normalizované délky impulzu  $k_p L \sim 10$  až na  $k_p L \sim 2$  [1].

Délka rozfázování je ve sférickém bublinovém režimu přibližně dána jako [12, 14]

$$L_d^b \simeq \frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\omega_p^2} R_b, \quad (1.20)$$

kde  $\omega$  je kruhová frekvence budícího laserového impulzu.

## Kapitola 2

# Schémata injekce elektronových svazků

V předchozí kapitole byl popsán vznik plazmové vlny buzené jedním, či více laserovými impulzy a její vlastnosti, v této bude pohovořeno o jednotlivých schématech injekce elektronů do vzniklých vln.

Jak bylo zmíněno v sekci 1.6, k zachycení elektronů dochází, nachází-li se elektrony ve vhodné fázi vlny a mají-li dostatečnou počáteční rychlost. Injekce je klíčovým procesem, jelikož pro produkci kvalitních elektronových svazků je třeba místo, kde k ní dochází, a dobu jejího trvání velmi přesně vymezit. Při hustotě plazmatu  $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  je plazmová vlnová délka podle vztahu (1.2)  $\lambda_p \simeq 30 \mu\text{m}$ , tuto vzdálenost světlo urazí během 100 fs. Docílit tak přesné injekce za pomoci externího radiofrekvenčního urychlovače může být obtížné [1, 19], zejména kvůli nutnosti přesně synchronizovat RF pole s laserovým impulzem. Je proto zapotřebí hledat jiné injekční metody. Cílem je produkovat ultrakrátké (femtosekundové) elektronové svazky s co největším nábojem, vysokou střední hodnotou energie částic, co nejmenším energetickým rozptylem a nízkou rozbíhavostí i emitancí.

Fakt, že elektronový svazek formující se v urychlující fázi plazmové vlny generuje svou vlastní brázdovou vlnu, představuje jisté omezení. Brázdová vlna injektovaného svazku není ve fázi s původní vlnou a podílí se na jejím zeslabení, tento efekt nazýváme nahrávání svazku (*beam loading*) [1]. Původní plazmová vlna je oslabena tím více, čím větší je náboj svazku, což vytváří překážku v podobě maximálního počtu elektronů  $N_{\text{max}}$ , který lze injektovat do krátkého ( $\ll \lambda_p$ ) úseku plazmové vlny, po jeho překročení urychlující pole vymizí [1].

Elektrony urychlené plazmovou vlnou ve směru šíření impulzu, které ale nejsou součástí injektovaného svazku, označujeme pojmem temný proud (*dark current*). Tyto elektrony jsou zpravidla nežádoucí a tvoří početné nízkoenergetické spektrum a pozadí svazku.

### 2.1 Autoinjekce

Autoinjekce (*self-injection* či *self-trapping*) je experimentálně nejjednodušejí proveditelným injekčním postupem, je ale obtížné kontrolovat její průběh a množství zachyceného náboje [20]. Její nevýhodou je velmi nízká reprodukovatelnost při získávání svazků s požadovanými parametry [21]. Nastává při nelineárním re-

žimu, kdy elektrony mohou různými procesy získat rychlost potřebnou k jejich zachycení. Požadovaná prahová hybnost elektronu se snižuje pro plazmové vlny s vyšší amplitudou a nižší fázovou rychlostí [1, 18].

Urychlené autoinjektované elektrony mají široké rozpětí energií zejména proto, že [1]

- mohou během celého urychlovacího procesu vícekrát urazit délku rozfázování, a být tudíž opakovaně zpomalovány;
- k autoinjekci může docházet v určité míře po celou dobu urychlovacího procesu, což má za následek vytvoření nízkoenergetického spektra později zachycených částic.

Z hlediska trajektorie injektovaných elektronů lze autoinjekci rozdělit na *podélnou* a *příčnou* [22]. Příkladem procesu vedoucího k podélné autoinjekci je lámání vln v 1D, kdy lapené elektrony pochází z bezprostřední blízkosti osy impulzu ( $r \sim 0$ ) a jejich příčný pohyb je zanedbatelný [22].

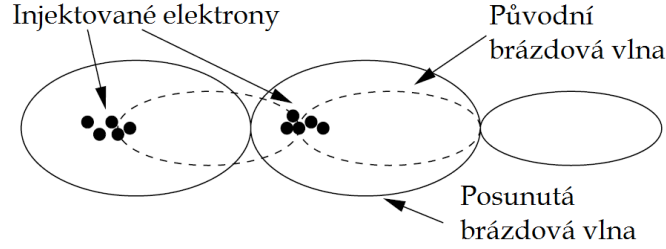
Naproti tomu příčná autoinjekce je multidimenizónálním efektem, v bublinovém režimu např. vede k injekci elektronů pocházejících ze vzdálenosti  $r \sim w_0$  od osy impulzu, kde  $w_0$  je šířka svazku [22]. Tyto elektrony obtékají kolem laserového impulzu a elektronové slupky obklopující první periodu brázdové vlny (bublinu). Při vysoce nelineární amplitudě laserového impulzu (typicky  $a_0 > 4$ ) mohou některé elektrony projít skrz slupku a získat průchodem bublinou dostatečnou rychlost k tomu, aby byly na jejím konci zachyceny [18]. Taková situace je vyznačena na Obr. 1.8 a), jde o červeně zbarvené trajektorie plazmových elektronů pocházejících ze vzdálenějšího místa od osy impulzu. Tyto elektrony se podílí na vzniku kvazimonoenergetického autoinjektovaného svazku. Na druhou stranu, černě vyznačené elektrony, jejichž dráha má počátek v blízkosti osy, jsou laserem vytlačeny stranou, prostupují elektronovou slupkou a následně se stávají součástí brázdy za bublinou, k jejich zachycení nedochází [18].

Příčnou autoinjekci v bublinovém režimu lze chápat i z pohledu hustoty elektronů tvořících slupku kolem kavity – jakmile hustota překročí jistou mezní hodnotu, dochází k autoinjekci do zadní části bubliny, až dokud není hustota elektronů v injektovaném svazku rovna hustotě slupky [23].

Velká pozornost byla věnována studiu autoinjekce v SMLWFA režimu [1, 24]. V numerických simulacích při amplitudě  $a_0 \simeq 3$  bylo ukázáno [24], že jedním z možných mechanismů autoinjekce může být dynamický vývoj brázdového pole v longitudinálním směru. Příčné oscilace obálky laserového impulzu kvůli autofokusaci a jeho podélné roztažení zapříčiněné disperzí mohou vést k prodloužení periody brázdové vlny, jak ukazuje Obr. 2.1. Ačkoliv většina oscilujících elektronů bude v tomto případě „posunuta“ spolu s vlnoplochami, některé mohou být lapeny v urychlovací fázi. Experimentálně byla autoinjekce v SMLWFA pozorována už při amplitudách podélného elektrického pole  $E_z/E_0$  v rozmezí 10-30 % [1].

## 2.2 Injekce hustotním přechodem

Injekce hustotním přechodem (*density down-ramp injection*) funguje na principu úpravy hustotního profilu terčového plynu. Dochází k ní díky prodlužování



Obr. 2.1: Autoinjekce díky prodlužování plazmové periody. Převzato z [24] a upraveno.

plazmové periody při šíření v oblasti s klesající hustotou plazmatu. V závislosti na délce tohoto hustotního skoku se rozlišují konfigurace popsané níže.

### 2.2.1 Pozvolná hustotní rampa

První postup využívá *pozvolného* poklesu hustoty plazmatu s délkou  $L_{\text{ramp}} > \lambda_p$ . Uvažujme, že se laserový impuls šíří plazmatem rychlostí  $\simeq c$  ve směru osy  $z$  a spojíme s ním souřadnou soustavu, v níž popíšeme pozici souřadnicí  $\zeta = z - ct$ . Pak pro lokální fázovou rychlost plazmové vlny platí vztah [1]

$$v_p(\zeta) = \frac{c}{1 + \frac{\zeta}{k_p} \frac{dk_p}{dz}} = \frac{c}{1 + \frac{\zeta}{2n_e} \frac{dn_e}{dz}} \simeq c \left( 1 - \frac{\zeta}{2n_e} \frac{dn_e}{dz} \right), \quad (2.1)$$

kde  $k_p$  je plazmové vlnové číslo, hustota plazmatu je funkcí  $n_e = n_e(z)$  a poslední přiblížení platí pouze pro malou změnu rychlosti.

Jelikož pro oblast přechodu máme  $dn_e/dz < 0$  a v oblasti za impulzem je  $\zeta < 0$ , fázová rychlost se začne snižovat a v souřadné soustavě impulsu dojde k posunu vlnoploch ve zpětném směru. Ze vztahu (2.1) i Obr. 2.1 je navíc patrné, že tento efekt narůstá se vzdáleností za impulzem  $|\zeta|$ , tj. pro pevně danou pozici v oblasti přechodu (např. bod  $z_0$ ) narůstá s časem. V dostatečné závislosti za impulzem se fázová rychlost vlny  $v_p$ , a tudíž i prahová rychlost nutná k zachycení plazmových elektronů, sníží natolik, že dojde k injekci elektronů [1, 25].

Dlouhý hustotní přechod byl realizován např. v experimentu [25] za pomoci příčně orientované úzké trysky produkující gaussovský hustotní profil s délkou FWHM přibližně  $750 \mu\text{m}$ .

### 2.2.2 Prudký pokles v hustotě

Alternativní postup představený v [26] uplatňuje *ostrý* hustotní přechod, pro jehož délku  $L_{\text{sharp}}$  platí  $k_p L_{\text{sharp}} < 1$ . Označme úvodní oblast s vyšší hustotou jako  $A$  a oblast s nižší hustotou jako  $B$ . Simulace v [26] byly provedeny pro hustoty plazmatu  $n_A = 5,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , resp.  $n_B = 3,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , a brázdové pole bylo buzeno ultrarelativistickým elektronovým svazkem s energií částic 16 MeV, který produkoval nelineární pole v bublinovém režimu.

Během průchodu svazku hustotním skokem se znovu prodlužuje plazmová vlnová délka  $\lambda_B > \lambda_A$ . Plazmové elektrony, které začnou oscilovat v oblasti  $B$

v bezprostřední blízkosti přechodu, stráví podstatnou část své oscilační periody v oblasti  $A$ , kde oscilují „rychleji“, jelikož pro plazmové frekvence platí  $\omega_{pA} > \omega_{pB}$ . Při návratu na svou původní pozici se tak ocitnou v dřívější fázi plazmové vlny, než by se ocitly v případně rovnosti obou hustot. Tímto postupem je elektron schopen proniknout do urychlující fáze, kde může být zachycen a následně urychlen vlnou v oblasti  $B$ . Vyzkoušením různých konfigurací během simulace bylo zjištěno, že injekce nenastává, je-li délka skoku  $L_{\text{sharp}} > 1/k_p$ , případně má-li hustotní přechod opačné znaménko (řidší-hustší), naopak se zvětšující se hloubkou skoku roste velikost zachyceného náboje [26].

Hustotní přechod s délkou v řádu desítek mikrometrů (typický rozměr plazmových vlnových délek) již nelze vytvořit mechanickou úpravou plynové trysky [19]. Experimentálně byl ostrý skok demonstrován v LWFA režimu např. v [20], kde vložením ostrého předmětu (např. žiletky) z boku nad nadzvukovou heliovou trysku vznikla rázová vlna s délkou hustotního přechodu  $\approx 5 \mu\text{m}$ . Výsledkem byla produkce monoenergetických svazků s nábojem přibližně 3 pC, energií 23 MeV a rozptylem 9 %. Jinou možností je použít silně fokusovaný předimpulz, který v oblasti homogenní hustoty plynu ionizuje úzký pás [19]. Lokálně zahřátý plyn poté expanduje (v řádu nanosekund) a vytvoří úzký nízkohustotní kanál, jenž je následně kolmo křížen zpožděným řídicím impulzem.

### 2.3 Ionizační injekce

Ionizační injekce (*ionization injection*) využívá směsi plynů s více ionizačními stavy. Typicky je silně zastoupen (alespoň z 90 %) plyn s nízkým protonovým číslem  $Z$  (např. vodík či helium), zbytek tvoří těžší plyn (např. dusík) [27].

Náběžná hrana laserového impulsu směs plynů částečně ionizuje (dochází k odtržení slaběji vázaných elektronů primárního plynu a z vyšších energetických slupek sekundárního), dodatečně jsou pak díky tunelové ionizaci odtrženy elektrony z vnitřních slupek v oblasti nejvyšší intenzity laserového impulsu [28]. Zatímco slaběji vázané elektrony se podílí na vzniku plazmové brázdové vlny, dodatečně uvolněné elektrony naopak mohou být zachyceny v rámci první periody plazmové vlny a přidat se k injektovanému svazku [28]. Ačkoliv jsou tyto elektrony zpravidla uvolněny s nulovou kinetickou energií a postupně předbíhány utvořeným brázdovým polem, k jejich zachycení může dojít díky tomu, v jakém místě jsou uvolněny – ohnisko laserového impulsu je ihned následováno urychlující fází první periody, jak je zřejmé např. z Obr. 1.2.

Amplitudu potenciálu  $a_0$  je nutné vhodně zvolit tak, aby bylo produkováno brázdové pole dostatečné k zachycení dodatečně ionizovaných elektronů, zároveň by špičková intenzita neměla příliš převyšovat intenzitu potřebnou k ionizaci elektronů z vnitřních slupek. V opačném případě by ionizace mohla probíhat v nesprávných fázích plazmové vlny. Pro gaussovský laserový impuls s délkou  $k_p L_{\text{rms}} = 1$  je vyžadováno  $a_0 \geq 1,7$ , při delším impulsu ( $k_p L_{\text{rms}} \simeq 1,5$ ) je hranice snížena až na  $a_0 \simeq 1,5$  [27].

Experimentální ověření tohoto injekčního schématu podpořené počítačovou simulací bylo popsáno v [28]. Experiment byl proveden v bublinovém režimu s amplitudami  $a_0$  od 1,6 do 2,5, použitými plyny byly helium a dusík v poměru

9:1. Zatímco celkové ionizační energie atomů helia a dusíku na  $\text{He}^{2+}$  a  $\text{N}^{5+}$  jsou rovny 54,4, resp. 97,9 eV, energie nutné pro vytvoření kationtů  $\text{N}^{6+}$  a  $\text{N}^{7+}$  přesahují 550 eV [29]. Simulací bylo zjištěno, že spektrum získaného elektronového svazku je tvořeno výhradně elektrony injektovanými dodatečně z  $K$  slupky dusíku. Amplituda potřebná k odtržení šestého elektronu dusíku je přibližně  $a_0 \simeq 1,8$ , produkce elektronových svazků však byla v tomto experimentu pozorována i pro počáteční amplitudu  $a_0 \simeq 1,6$ . To mohlo být způsobeno mimo jiné tím, že výkon impulsu činil cca 1,4 násobek kritického výkonu  $P_c$ , relativistickou autofokusací bylo tudíž dosaženo postupného nárůstu intenzity nad vyžadovanou hodnotu.

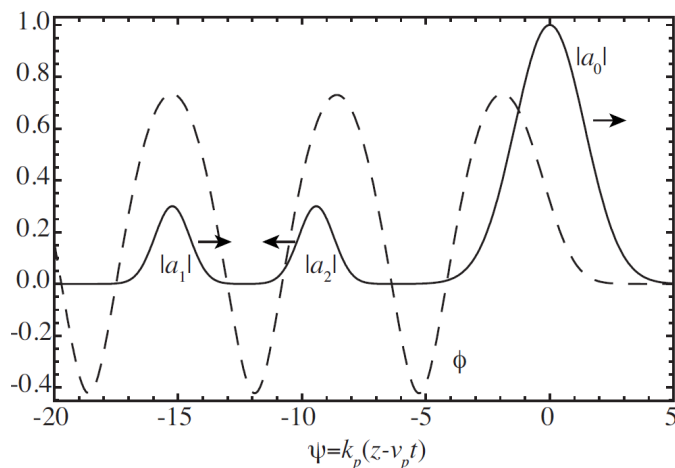
Výhodou tohoto schématu oproti autoinjekci je jeho realizovatelnost i při nižších intenzitách laserového svazku (bublinový režim vyžaduje pro stabilní autoinjekci  $a_0 \simeq 3,8$ ) [28]. Ionizační injekce se nicméně může potýkat s poměrně vysokým rozptylem energií výsledného svazku, pokud probíhá kontinuálně [27]. Tomu lze zamezit např.

- použitím impulsů s nižší intenzitou (rychleji dojde k jejímu poklesu pod úroveň potřebnou k dodatečné ionizaci) [28];
- aplikováním „dvoustupňového“ postupu [27]. V něm je těžší příměsový plyn lokalizován pouze v úvodním krátkém úseku, během něhož jsou injektovány elektrony, poté následuje delší úsek bez příměsi, kde již dochází pouze k urychlení dosud injektovaných elektronů. Kvalita získaného svazku závisí na délce úseku s příměsí, koncentraci příměsi a tvaru laserového impulsu. Při zachycení příliš velkého náboje je rozptyl energií zvyšován efektem nahrávání svazku [27].

Oběma postupy je možné získat užší energetické spektrum bez nízkoenergetického konce. Funkčnost dvoustupňového schématu byla úspěšně demonstrována produkcí svazku s energií 460 MeV a rozptylem menším než 5 % [27].

Další variantou, jak vylepšit vlastnosti ionizační injekce, je užití dvou kolineárních impulsů (*two-pulse ionization injection*, 2PII), viz [30]. Zde je slabší řídicí impuls (amplituda  $a_0^{\text{drive}} \simeq 1$ ) následován zpožděným silnějším injekčním impulzem ( $a_0^{\text{inj}} \simeq 2$ ), oba se šíří ve směsi plynů. Silnější impuls, schopný ionizovat silněji vázané elektrony v místě maxima své intenzity, je nastaven tak, aby jeho intenzita z důvodu rozbíhavosti rychle poklesla a injekce tak byla úzce lokalizovaná. Je-li jeho ohnisko menší než ohnisko řídicího, je navíc možné injekci provést v těsné blízkosti osy slabšího impulsu. Volbou parametrů injekčního impulsu lze kontrolovat náboj výsledného elektronového svazku. Zpoždění zde může být optimálně zvoleno tak, aby se brázdové vlny obou impulsů zesilovaly, příkladem budiž fázové zpoždění  $\Delta\psi = 2\pi$  pro injekci do druhé periody urychlující vlny.

Po rozostření ionizačního impulsu je svazek následně urychlován kvazilineárním ( $a_0 \lesssim 1$ ) brázdovým polem řídicího impulsu. Výhodnou vlastností je, že při kvazilineárním režimu neprobíhá autoinjekce ani autofokusace, impuls tedy může být stabilně veden hustotním kanálem. Numerická simulace, provedená se směsí vodíku a dusíku v poměru 95:5, ukázala možnost produkce svazku s nábojem 5 pC, střední energií elektronů 370 MeV a rozptylem cca 2 %.



Obr. 2.2: Potenciál brázdové vlny  $\phi$  řídicího impulsu ( $a_0$ ) a amplitudy srážejících se injekčních impulsů  $a_1$  a  $a_2$ . Zpětný impuls se ve zvolené souřadné soustavě pohybuje doleva rychlostí  $\simeq 2c$ , zbylé dva jsou v ní stacionární. Převzato z [1].

## 2.4 Optická injekce

Díky možnosti produkovat femtosekundové laserové impulzy technologií CPA lze dosáhnout přesně lokalizované injekce elektronů kombinací dvou či více ultrakrátkých impulsů [1]. Taková injekce je tzv. spouštěna opticky.

### 2.4.1 Ponderomotorická injekce

Použití dodatečného laserového impulsu jakožto spouštěče injekce bylo poprvé navrženo roku 1996 [31]. V tomto návrhu se impulzy šíří kolmo na sebe, avšak v čase ani prostoru se nepřekrývají, a tudíž nevznikají zázněje. Hlavní (řídicí) impuls vytváří v plazmatu brázdové pole (klasické LWFA), které je v určitém místě za hlavním impulzem kříženo injekčním impulzem (lineárně polarizovaným ve směru osy řídicího). Díky transverzální ponderomotorické síle injekčního impulsu mohou některé elektrony získat dostatečnou rychlost ve směru šíření brázdové vlny, aby v ní byly zachyceny (odtud název *ponderomotive injection*). Numerické simulace byly v [31] provedeny s amplitudou řídicího impulsu  $a_0 = 1$ , amplitudou injekčního  $a_1 = 2$  a výsledný svazek získal na 0,25 mm urychlovací dráhy průměrnou energii 21,2 MeV s rozptylem 6 %. Pro dané  $a_0$  existuje prahová injekční amplituda  $a_1^{\text{th}}$  nutná k proběhnutí optické injekce (pro zmíněný případ činí  $a_1^{\text{th}} \simeq 1,6$ ), s rostoucím  $a_0$  klesá.

Abyste injekce proběhla pouze do jedné periody plazmové vlny, je zapotřebí, aby délka i šířka injekčního impulsu byly menší než plazmová délka  $\lambda_p$  [1].

### 2.4.2 Injekce srážejícími se impulzy

Na rozdíl od předchozího schématu se mohou laserové impulzy přímo křížit, pomalá amplitudová obálka vzniklých záznějů následně působí ponderomotorickou silou a způsobuje injekci (*colliding pulse injection*) [1].



Původně navržená konfigurace se třemi impulzy je znázorněna na Obr. 1.3. Za silnějším řídicím impulzem (amplituda  $a_0 \simeq 1$ ) se sráží dva slabší protijdoucí injekční impulzy (amplitudy  $a_1 = a_2 \simeq 0,3$ ) za vzniku zánějů (mají-li oba stejnou frekvenci, pak mají záněje formu stojaté vlny) [1]. Polarizace injekčních impulzů je kolmá na polarizaci řídicího, aby nedocházelo k interferenci během překryvu řídicího impulzu a zpětně jdoucího injekčního. Tento postup je výhodný především pro snadnou kontrolu nad injekčním procesem: vzdálenost mezi řídicím a dopředným injekčním impulzem určuje fázi vlny, ve které dojde k injekci, počet zachycených částic souvisí s délkou zpětného impulzu a energie injektovaných elektronů s velikostí amplitud potenciálu  $a_1$  a  $a_2$  [1].

Pro poměr ponderomotorických sil vzniklých působením zánějů ze dvou srážejících se impulzů ( $F_{\text{beat}}$ ) a působením amplitudové obálky jednoho impulzu jako v podsekcí 2.4.1 ( $F_{\text{single}}$ ) platí [1, 23]

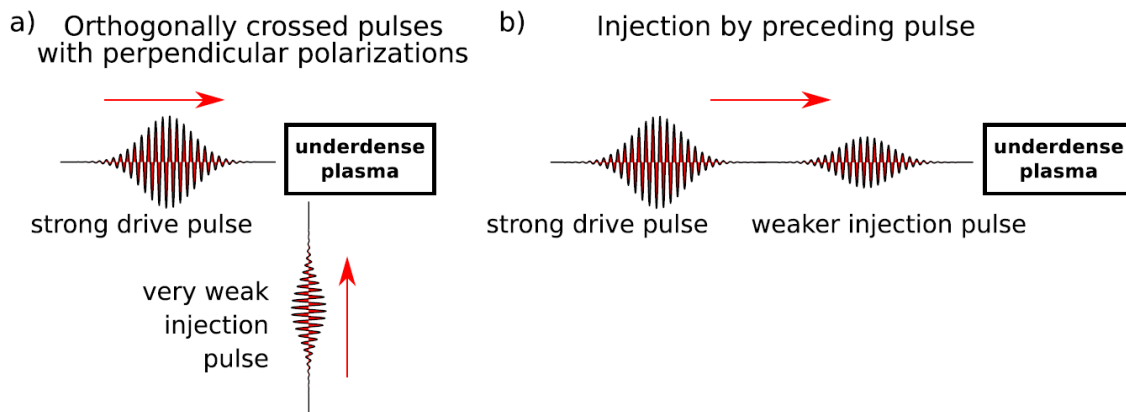
$$\frac{F_{\text{beat}}}{F_{\text{single}}} \sim \frac{4\pi a_1 a_2 r_p}{a_p^2 \lambda_0}, \quad (2.2)$$

kde  $a_1, a_2$  jsou normalizované amplitudy dvou kolidujících impulzů,  $a_p$  a  $r_p$  je amplituda, resp. šířka svazku v ohnisku pro ponderomotorickou injekci jedním impulzem a pro vlnové délky srážejících se impulzů platí  $\lambda_1 \simeq \lambda_2 \simeq \lambda_0$ . Při volbě  $a_1 \sim a_2 \sim a_p$  tak získáme pro poměr hodnotu  $4\pi r_p / \lambda_0 \ll 1$ , výhodou injekce pomocí srážejících se impulzů je tedy výrazně vyšší hodnota ponderomotorické síly než při použití samotného impulzu. Zánějová vlna je schopna elektrony významně předurýchlit a navíc je umožňuje injektovat i při nižších amplitudách ( $a_1 \sim a_2 \sim 0,2$ ) [1].

Experimentálně byla rovněž realizována konfigurace skládající se pouze ze dvou srážejících se protijdoucích impulzů lineárně polarizovaných v tomtéž směru, viz [23]. V tomto případě slouží silnější z nich jako řídicí (amplituda  $a_0$ ), slabší jako injekční ( $a_1$ ). V experimentu byly zvoleny hodnoty  $a_0 = 1,3$ ,  $a_1 = 0,4$  a stejná centrální frekvence laserových impulzů. Řídicí impulz generoval brázdové pole v bublinovém režimu a hustota plazmatu byla zvolena  $n_e = 7,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , aby bylo zabráněno působení nestabilní autoinjekce, která vyžaduje vyšší hustotu. Po dvaceti výstřelech činil průměrný náboj kvazimonoenergetického svazku 19 pC, jeho energie 117 MeV a energetický rozptyl FWHM 11 %. Produkce elektronů neprobíhala při kolmé polarizaci impulzů, čímž byla ověřena nutnost vytvoření zánějové stojaté vlny. Konfigurace se vyznačuje svou flexibilitou: hodnotu výsledné energie svazku lze ladit posunem místa kolize napříč nadzvukovou heliovou tryskou (tj. změnou urychlovací délky, která mohla činit až 2 mm), velikost zachyceného náboje pak rotací směru obou polarizací vůči sobě (tj. zeslabováním zánějů).

### 2.4.3 Kolmo se srážející impulzy s kolmými polarizacemi

V samostatné podsekcí bude rozebrána injekce pomocí asymetrické srážky dvou kolmo se křížících impulzů s kolmými polarizacemi (*orthogonally crossing pulses with perpendicular polarizations*), zkr. OC3P, jež je schematicky zakreslena na Obr. 2.3 a). Konfigurace byla popsána v [21, 32]. Řídicí impulz se šíří ve směru osy  $x$  a je



Obr. 2.3: Optické injekční konfigurace OC3P a IPP. Převzato z [21].

lineárně polarizován ve směru osy  $y$ , injekční impulz se šíří ve směru  $y$  s lineární polarizací ve směru  $x$ , jejich ohniska se překrývají a jsou místem jejich srážky. Hlavním zamýšleným injekčním mechanismem v tomto schématu je injekce vzniklými zázněji.

Autoři v [21, 32] provedli 2D numerické simulace pro řídicí impulz s amplitudou  $a_0 = 4$  a injekční s  $a_1 = 0,4$ . Bylo zjištěno, že ponderomotorická síla záznějů stojí za zachycením přibližně 70 % elektronů (*crossing beatwave injection*, CBI), 20 % elektronů bylo injektováno přímým předurychlením laserovým polem a zbývajících 10 % díky indukované autoinjekci. Délka trvání injekční fáze činila 2 ps, v tomto čase došlo ke sloučení do té doby nezávisle se vyvíjejících svazků pocházejících ze tří zmíněných mechanismů. Elektronů zachycené v dominantním CBI procesu pocházely z poměrně velké oblasti, tudíž vykazovaly vysoké rozdíly v získaných energiích během injekce. Působením jejich náboje získal vzniklý svazek poměrně vysokou příčnou emitanci, přestože příčná emitance elektronů injektovaných dvěma zbývajících procesy byla na počátku nižší. U konečného svazku nebyla pozorována znatelná substruktura.

Po čase 8 ps se při výše zmíněných intenzitách impulzů zformoval svazek se střední energií  $\approx 630$  MeV a rozptylem 24 MeV.

#### 2.4.4 Injekce předcházejícím impulzem

Na závěr bude pozornost věnována symetrické injekci slabším předcházejícím impulzem (*injection by preceding pulse*, IPP), která byla detailně popsána v [21, 33]. Je schematicky zakreslena na Obr. 2.3 b). Protože oba laserové impulzy, shodně lineárně polarizované, působí v bublinovém režimu, nazývá se také *dvoubublinové schéma*. Díky ponderomotorické síle injekčního impulzu dochází ke zvýšení hustoty elektronů v určitých částech tenké elektronové slupky kolem bubliny vytvořené zpožděným řídicím impulzem, odkud jsou následně čerpány elektrony klasickou příčnou autoinjekcí.

K tomu je nezbytné správně načasovat zpoždění  $\Delta\tau$  mezi impulzy tak, aby čelo řídicího impulzu zasahovalo do vnitřku zadní části injekční bubliny. Pokud by zpoždění bylo příliš dlouhé a čelo řídicího impulzu se překrývalo s koncem zcela utvořené bubliny, pak by intenzivní proud elektronů vedl po určitém čase

k rozptýlení injektovaného svazku. Injekční impulz s amplitudou  $a_1$  dále musí být schopen vytvořit vlastní brázdovou vlnu, která ale nesmí vést k destrukci brázdové vlny za řídicím impulzem (amplituda  $a_0$ ). Je proto třeba splnit podmínku na amplitudy  $a_1 > 1,8$  a  $a_1 \lesssim a_0$ .

2D numerické simulace v [21, 33] byly provedeny v plazmatu o hustotě  $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , laserové impulzy měly délky  $\tau = 25 \text{ fs}$  a intenzity  $a_0 = 4,0$ , resp.  $a_1 = 2,5$ . Pro tyto hodnoty bylo nalezeno optimální zpoždění  $\Delta\tau \simeq 65 \text{ fs}$ . Bylo zjištěno, že *příčná* injekce byla zdrojem přibližně 60 % injektovaných elektronů. Druhým dominantním procesem (cca 40 % injektovaných elektronů) byla *podélná* injekce, díky níž byly zachyceny některé elektrony z radiální oblasti  $r_0 < w_0/2$ .

Ve srovnání s OC3P schématem proběhla injekce rychleji (během méně než 0,5 ps), přičemž autoinjekci se díky nízké hustotě plynu podařilo potlačit až do 7 ps od spuštění simulace. Do té doby svazek získal energii  $\approx 400 \text{ MeV}$  a byl ve spektru viditelně oddělený od temného proudu s energiemi  $< 160 \text{ MeV}$ . Délka svazku v tomto čase činila  $6 \mu\text{m}$ .

Jelikož v OC3P i IPP schématu převládá příčná injekce, jsou pro vzniklý elektronový svazek charakteristické silné betatronové oscilace<sup>1</sup>. V simulacích bylo pozorováno, že během urychlování dochází v IPP režimu působením injekční bubliny ke znatelným změnám a oscilacím v rozměrech hlavní bubliny. Tyto změny, byť prudké, nezvyšovaly příčnou emitanci zformovaného svazku, podílely se však na změně vlnové délky  $\lambda_\beta$  betatronových oscilací. IPP režim vytvořil elektronový svazek s vyšší podélnou hustotou náboje ( $\rho = 16,6 \text{ pC } \mu\text{m}^{-1}$ ) a nižší podélnou i příčnou emitancí než schéma OC3P (pro něj  $\rho = 13,6 \text{ pC } \mu\text{m}^{-1}$ ).

Použití dvou zpožděných impulzů bylo podrobně studováno i dříve, např. v [34]. Ve 2D simulacích byla použita dvojice identických impulzů s amplitudami  $a_0 = 1,5$ , zpožděním rovným plazmové vlnové délce  $\lambda_p$  a délkami  $\tau = 0,75\lambda_p$ . Vzniklé brázdové pole bylo stabilní a amplituda druhé periody byla přibližně dvakrát větší (rezonanční zesílení) než při buzení jedním impulzem se stejným celkovým výkonem (protože pro výkon platí  $P \propto a_0^2$ , amplituda samotného impulzu činila  $a_0 = \sqrt{2} \cdot 1,5^2 \simeq 2,12$ ). Režim se dvěma impulzy navíc vedl k zachycení zhruba trojnásobného množství elektronů a při stejných podmínkách navýšil energii svazku cca o 10 %. Podobně jako v [21, 33] byly i zde elektrony zachyceny zejména příčnou injekcí. Optimalizací bylo nalezeno, že při délkách impulzů  $\tau = \lambda_p$  má elektronový svazek nejvyšší průměrnou energii a zároveň nejnižší energetický rozptyl. Dále pokud byl druhý impulz silnější (přičemž součet kvadrátů amplitud byl stále roven  $2,12^2$ ), bylo dosaženo svazku s lepšími parametry, což je zohledněno i v novějším postupu v [21, 33].

<sup>1</sup>Elektrony jsou fokusační silou urychlovány směrem k ose svazku, díky své vysoké příčné hybnosti však dochází k jejich překmitnutí a následné oscilaci s frekvencí  $\omega_\beta = \omega_p / \sqrt{2\gamma}$  ( $\gamma$  je Lorentzův faktor) kolem rovnovážné polohy [1, 18]. Důsledkem oscilací je emise betatronového (synchrotronového) záření.



## Kapitola 3

# Generování laserových dvojimpulzů

Tato kapitola se zabývá produkcí femtosekundových laserových dvojimpulzů na 40 TW Ti:Sa laserovém systému ve výzkumném centru PALS a měřením jejich vlastností. Stabilní generování dvou laserových impulzů šířících se ve stejném směru, s požadovaným poměrem intenzit a zpožděním mezi nimi, je stěžejní pro experimentální provedení některých injekčních schémat, mezi které patří např. IPP a 2PII.

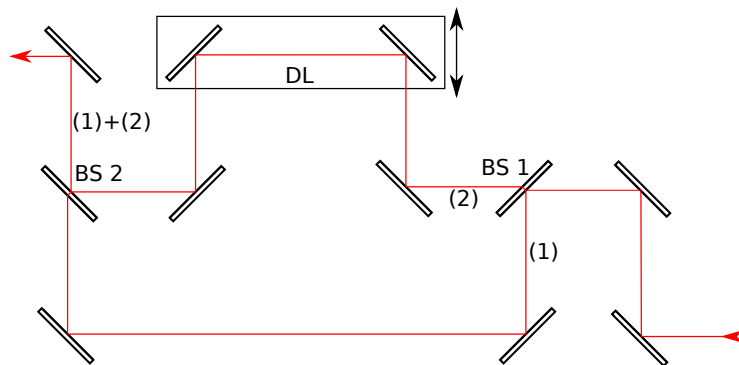
O parametrech použitého Ti:Sa systému detailně pojednává např. [35]. Impulzy produkované safírovým krystalem s dopovaným titanem jsou zesilovány technologií CPA. Systém je složen z oscilátoru, dazleru<sup>1</sup>, soustavy zesilovačů (*regenerativní a víceprůchodový*) a optického kompresoru. Dvojice impulzů je vytvářena dazlerem již na výstupu oscilátoru, před vstupem do zesilovačů. Zároveň je nutno podotknout, že navýšení výkonu tohoto Ti:Sa systému na aktuálních 40 TW z původních 25 TW bylo dosaženo nedávnou instalací dazleru, neboť dazler dovede zkrátit délku impulzů až na 25 fs, zatímco předchozí dosažitelná délka činila cca 40 fs.

Poměrně jednoduše lze dvojimpulzy vytvářet také interferometrem, příkladem může být adaptovaný Mach-Zehnderův interferometr, jehož schéma je uvedeno na Obr. 3.1. Poměr intenzit lze měnit výběrem dělicích poměrů polopropustných zrcadel [34], zpoždění pak nastavením zpožd'ovací linky (ve schématu ozn. DL). Díky ní lze navíc interferometr použít nejen pro produkci, ale i diagnostiku dvojimpulzů. Nicméně, na výstupní svazek interferometru jsou kladeny poměrně vysoké nároky, jelikož při posunu zpožd'ovací linky musí oba laserové svazky zůstat dostatečně překryty na alespoň 20 metrech optické dráhy (jedná se o přibližnou vzdálenost, kterou impulzy urazí průchodem zesilovači na Ti:Sa systému v laboratoři PALS před vstupem do interakční komory). Je-li prostorový průběh obou impulzů gaussovský s šířkou FWHM 8  $\mu\text{m}$ , pak by jejich středy neměly být vzdálené více než cca 4  $\mu\text{m}$ .

Pro úplnost je vhodné uvést i experimentálně poněkud náročnější synchronizaci dvou nezávislých laserových impulzů.

---

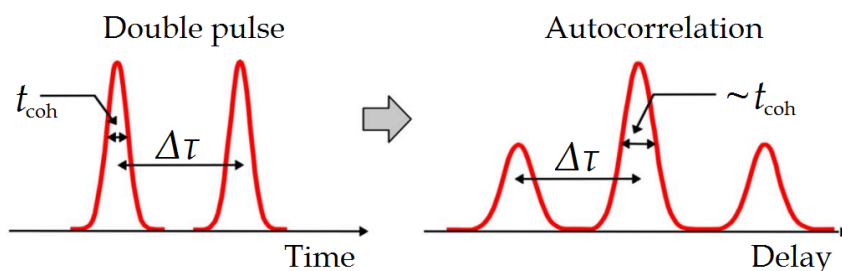
<sup>1</sup>Akusticko-optický programovatelný disperzní filtr (AO-PDF, tzv. dazler) je zařízení schopné modulovat profil světelné vlny díky její podélné interakci s akustickou vlnou uvnitř dvojlomného krystalu, časový tvar světelného impulzu je upraven tvarováním jeho spektra a spektrální fáze [37].



Obr. 3.1: Adaptovaný Mach-Zehnderův interferometr. (1), (2) značí rozdělené laserové svazky, BS 1 a BS 2 jsou děliče svazku a DL zpožďovací linka.

### 3.1 Konfigurace experimentu

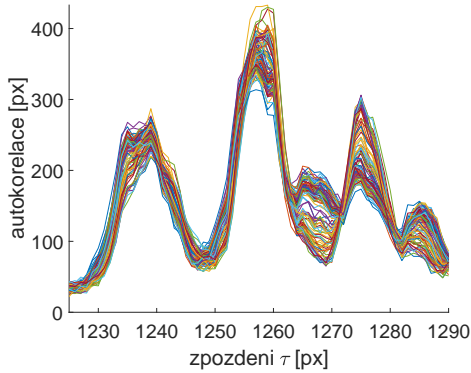
V provedeném experimentu byly dazdlerem produkovány dvojimpulzy s poměry amplitud 1:1, 1:2 (dvojnásobná výška druhého impulzu) a zpožděními  $\Delta\tau = 200, 180, 150, 100, 90, 80, 70, 60, 50$  a 40 fs. Dále byl studován vliv zesilovačů na zpoždění  $\Delta\tau$ , a to nejprve při zapojení samotného regenerativního zesilovače, poté i s přidaným čtyřprůchodovým zesilovačem. Výstupní profil intenzit byl měřen *autokorelátorem*. V tomto přístroji jsou měřené femtosekundové dvojimpulzy rozděleny děličem svazku na dva obrazy, z nichž jeden je následně zpožděn na zpožďovací lince o časový úsek  $\tau$  [36]. Obrazy se poté střetávají uvnitř nelineárního optického krystalu a detektor snímá energii složeného obrazu v závislosti na zpoždění  $\tau$ , jde o tzv. *autokorelaci intenzity* [36]. Typický tvar autokorelace pro dvojimpulzy se stejnými intenzitami je ilustrován na Obr. 3.2.



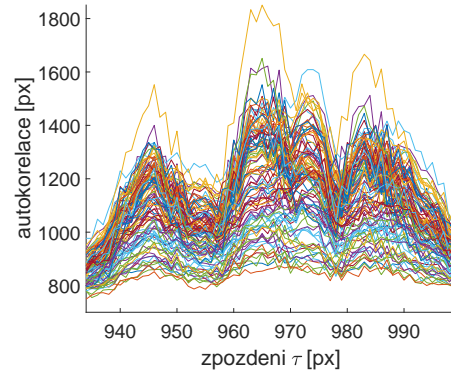
Obr. 3.2: Autokorelační profil dvojimpulzu má tvar symetrického trojzubce. Zpoždění  $\Delta\tau$  se zachovává v podobě vzdálenosti krajních vrcholů od prostředního. Převzato z [36] a upraveno.

### 3.2 Zpracování měření

Pro účely následujícího textu budou čtyři proměřená nastavení označena jako Reg1:1 (poměr intenzit impulzů 1:1 a průchod pouze regenerativním zesilovačem) a analogicky Reg1:2, Reg4P1:1, Reg4P1:2, kde 1:2 značí daný poměr intenzit a Reg4P je měření s oběma zapojenými zesilovači. Ke zpracování výsledků byly



Obr. 3.3: 100 změřených výstřelů pro případ Reg1:1 se zpožděním 80 fs.



Obr. 3.4: 100 změřených výstřelů pro případ Reg4P1:1 se zpožděním 80 fs.

použity programy Matlab a Gnuplot. Pro každé nastavení s daným zpožděním bylo naměřeno 100 výstřelů. Ukázková data pro případ Reg1:1 a Reg4P1:1 se zpožděním  $\Delta\tau = 80$  fs jsou uvedena na Obr. 3.3 a 3.4. Veličiny na výstupu byly měřeny v pixelech na displeji detektoru<sup>2</sup>. Během zpracování dat ze čtyř zmíněných nastavení bylo postupováno následujícím způsobem:

- Pro hodnoty zpoždění  $\Delta\tau$  od 200 do 80 fs byl každý ze tří vrcholů autokorelovaného profilu intenzity nafitován Gaussovou funkcí se třemi parametry  $f_i(x) = a_i \cdot \exp(-[(x - b_i)/c_i]^2)$ , kde  $i = 1, 2, 3$  značí popořadě levý, prostřední a pravý vrchol. Výsledné parametry  $a_i, b_i, c_i$  pro dané zpoždění byly spočteny aritmetickým průměrem ze stovky získaných hodnot, jejich chyby jako standardní odchylky.
- Pro hodnoty  $\Delta\tau \leq 70$  fs se již vrcholy nacházely velmi blízko sebe, proto byly parametry prostředního vrcholu  $a_2, b_2, c_2$  lineárně extrapolovány v závislosti na zpoždění  $\Delta\tau$ . Prostřední vrchol byl následně z naměřených dat odečten.
- V oblasti  $\Delta\tau \leq 70$  fs bylo provedeno fitování dvou zbývajících vrcholů 1 a 3.
- Z trojic získaných hodnot  $b_i$  pro jednotlivá zpoždění byly určeny vzdálenosti  $\Delta\tau_{21}$  (prostředního od levého vrcholu) a  $\Delta\tau_{32}$  (pravého od prostředního). Chyby měření byly vypočteny vztahem  $\sigma(\Delta\tau_{ij}) = \sqrt{\sigma^2(b_i) + \sigma^2(b_j)}$ , kde  $\sigma(x)$  značí absolutní chybu veličiny  $x$ . U prostředního vrcholu bylo pro  $\Delta\tau \leq 70$  fs počítáno s hodnotami  $b_2$  získanými extrapolací.
- Jelikož získaná data mají být dle Obr. 3.2 symetrická podle středu prostředního vrcholu, bylo v jednotlivých případech hledané zpoždění po průchodu zesilovači  $\Delta\tau'$  získáno jako vážený průměr hodnot  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$ . Chyba váženého průměru byla stanovena podle postupu uvedeného v [38].

### 3.3 Výsledky a diskuze

Pro všechny zmíněné případy Reg1:1, Reg1:2, Reg4P1:1 a Reg4P1:2 byl vytvořen graf závislosti dílčích zpoždění  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$  i konečného zpoždění  $\Delta\tau'$  na vstupním  $\Delta\tau$ , tyto grafy jsou uvedeny na Obr. 3.5 až 3.8. Výsledná zpoždění rostou s  $\Delta\tau$

<sup>2</sup>Rozlišení detektoru činí přibližně 4 fs na jeden pixel.

přibližně lineárně, v programu Gnuplot proto byly provedeny lineární regrese, získané rovnice lineárních proložení pro sady dat  $\Delta\tau_{21}$ ,  $\Delta\tau_{32}$  i  $\Delta\tau'$  jsou uvedeny v grafech. Při regresi byly hodnoty fitovány i s chybami, errorbary však v grafech pro přehlednost nejsou zobrazeny.

Během zpracování dat vyšlo najevo, že síla výstupního signálu po průchodu oběma zesilovači silně kolísá a je velmi nestabilní ve srovnání s konfigurací bez připojeného čtyřprůchodového zesilovače. Toto je patrné např. ze srovnání Obr. 3.3 a 3.4. Při zapojení Reg4P se vrcholy podařilo nafitovat při hodnotách zpoždění  $\Delta\tau$  od 200 do 90 fs včetně, absolutní chyby určení středů  $b_1$ ,  $b_2$  a  $b_3$  byly ve většině těchto případů nižší než 0,5 px. Hodnoty zbývajících parametrů však byly zatížené poměrně vysokými relativními chybami (tato situace byla horší při poměru intenzit 1:2, kdy relativní chyba aritmetického průměru  $\sigma(a_2)/a_2$  činila i více než 30 %) a mnohdy nevykazovaly znatelnou závislost na  $\Delta\tau$ . Tento fakt znemožnil rozumně extrapolovat parametry prostředního vrcholu  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$  a získat tak výsledky pro  $\Delta\tau \leq 80$  fs.

Popsaná situace byla pravděpodobně způsobena nesprávným nastavením čtyřprůchodového zesilovače, jemuž by při případném opakování experimentu měla být věnována zvýšená pozornost.

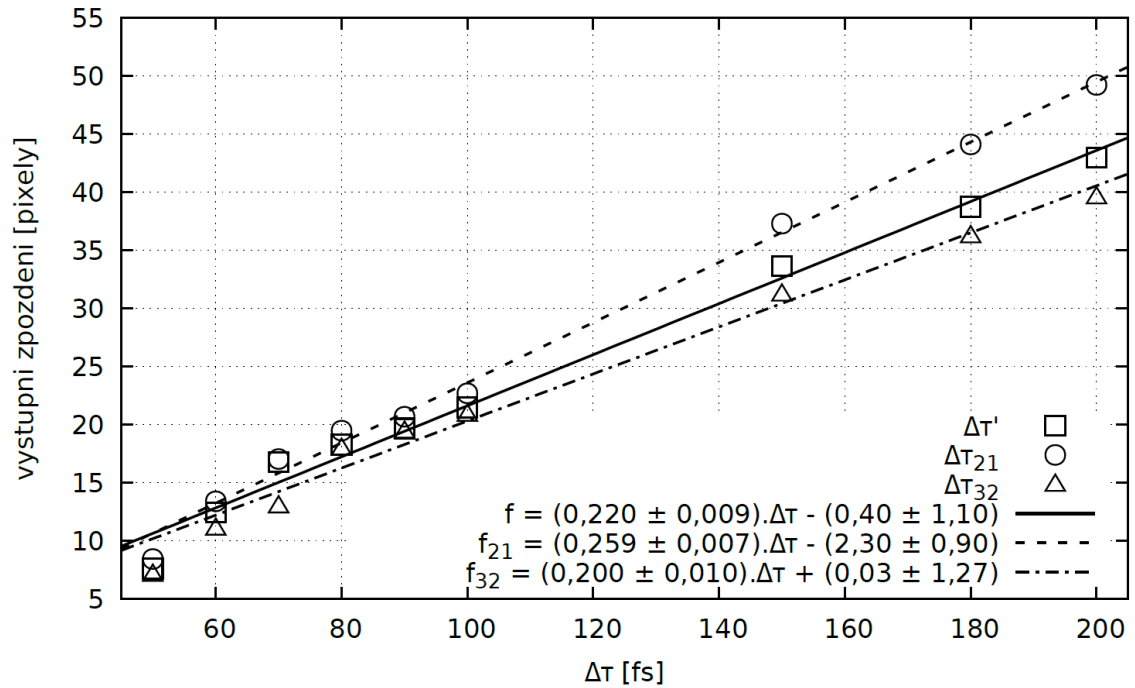
Obecně lze říci, že se středy vrcholů  $b_i$ , na rozdíl od zbylých parametrů  $a_i$  a  $c_i$ , podařilo získat s velice nízkými absolutními chybami. Protože předmětem experimentu bylo pouze studium vzájemného zpoždění, nebyl tento fakt překážkou k získání poměrně přesných výsledků. V případech Reg1:1 a Reg1:2 činila průměrná chyba určení středu levého a pravého vrcholu cca 0,5 px, u prostředního vrcholu byla dokonce hodnota průměrné chyby rovna 0,16 px. Z měření Reg1:1 a Reg1:2 lze rovněž vyčíst, že rozdíl mezi autokorelačními profily pro poměry intenzit 1:1 a 1:2 je především ve výšce prostředního vrcholu, který je v druhém případě cca 1,5krát vyšší.

Průměrná chyba konečných hodnot  $\Delta\tau'$  u konfigurací Reg je rovna přibližně 0,3 px, pro Reg4P, ve kterých se podařilo výsledek získat, pak zhruba 0,5 px. I pro nejnižší hodnoty  $\Delta\tau'$  se tak nejedná o vyšší relativní chybu než  $\sim 5$  %. Ke zvýšení přesnosti výsledků by pomohlo hustěji proměřit oblast vyšších zpoždění (tj. mezi 100 a 200 fs), kde bylo možné mnohem snáze identifikovat jednotlivé vrcholy. Zároveň by tím bylo dosaženo přesnější extrapolace do oblasti kratších zpoždění.

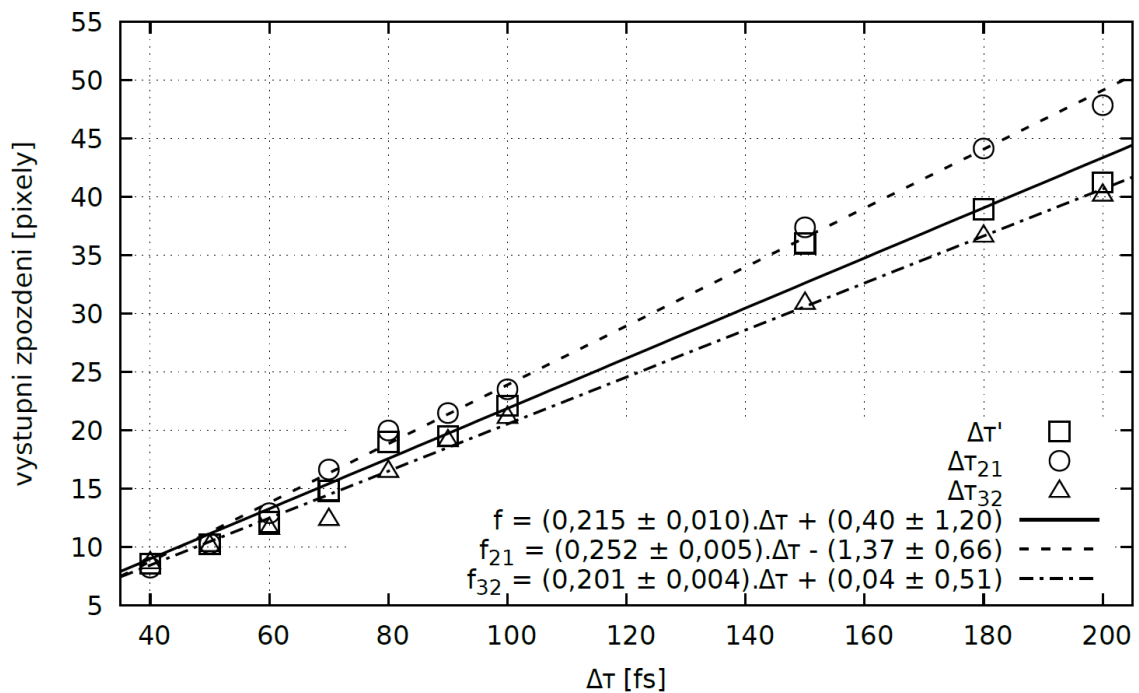
Obr. 3.5 až 3.8 naznačují, že v proměřených oblastech zesilovače zachovávají přímou úměrnost  $\Delta\tau'[\text{px}] \simeq k \cdot \Delta\tau[\text{fs}]$ , kde  $k = (0,221 \pm 0,004)$  px/fs (vážený průměr získaných koeficientů ve funkcích  $f$ ; relativní chyba konstanty úměrnosti je menší než 2 %). Tento výsledek vychází z pozorování, že absolutní člen v lineárních funkcích  $f$  ve svém chybovém intervalu zahrnuje nulu (kromě případu Reg4P1:2, jenž byl ale nejvíce zatížen nestabilitou signálu popsanou výše).

Vzdálenost levého a prostředního vrcholu byla takřka ve všech případech vyšší než vzdálenost pravého a prostředního a směrnice funkce  $f_{21}$  má vždy přibližně o 25 % vyšší hodnotu než směrnice funkce  $f_{32}$ , jak lze vidět z Obr. 3.5 až 3.8. Stabilní měření Reg1:1 a Reg1:2 také ukazují, že pravý vrchol je zpravidla o několik desítek procent vyšší než levý. Autokorelovaný profil intenzity je tudíž pokaždé obdobným způsobem asymetrický, což by bylo možné vysvětlit existencí systematické chyby, jež má původ v chování měřicího přístroje – autokorelátoru.

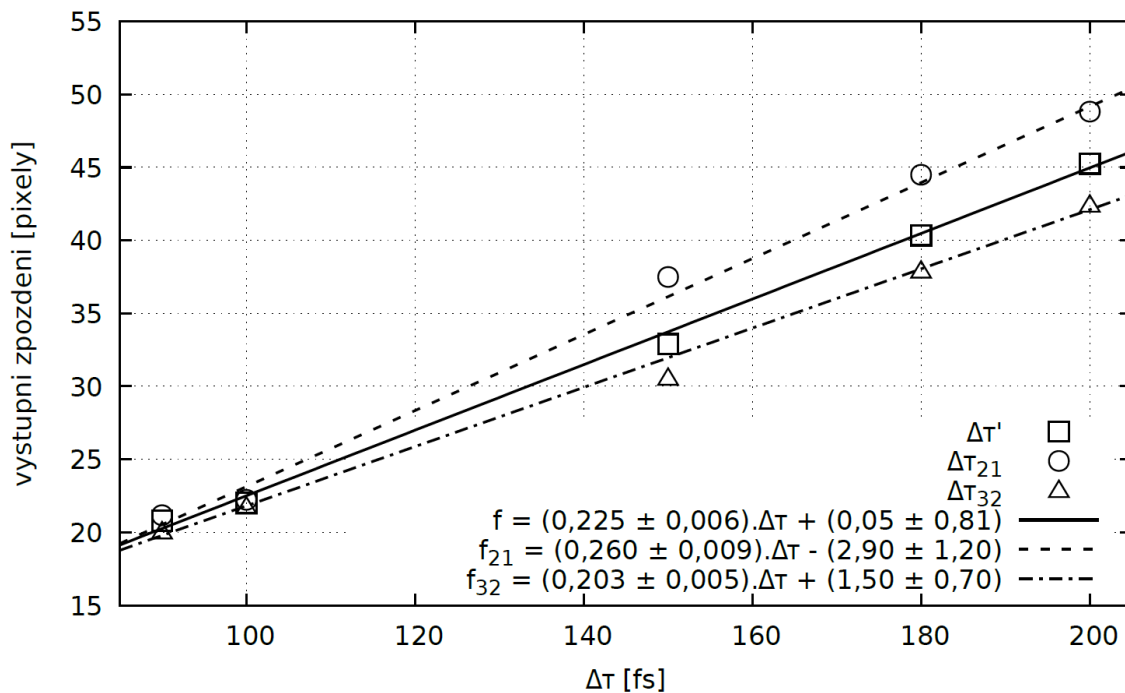




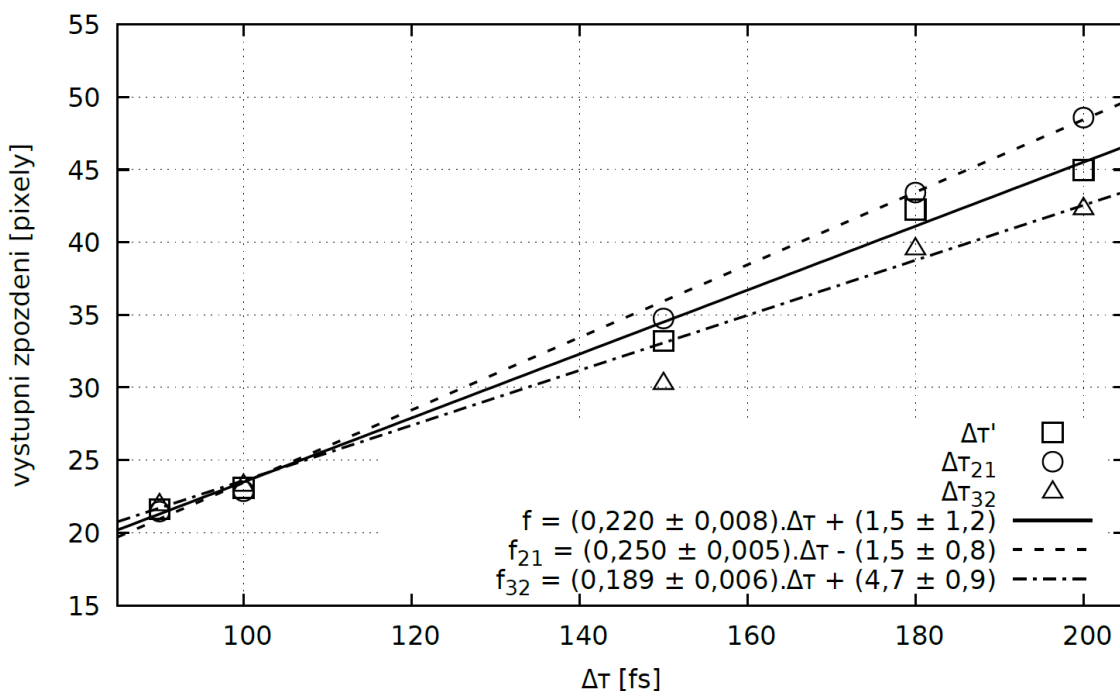
Obr. 3.5: Konfigurace Reg1:1 – hodnoty výstupních zpoždění  $\Delta\tau'$  a dílčích výsledků  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$  v závislosti na vstupním zpoždění  $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí.



Obr. 3.6: Konfigurace Reg1:2 – hodnoty výstupních zpoždění  $\Delta\tau'$  a dílčích výsledků  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$  v závislosti na vstupním zpoždění  $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí.



Obr. 3.7: Konfigurace Reg4P1:1 – hodnoty výstupních zpoždění  $\Delta\tau'$  a dílčích výsledků  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$  v závislosti na vstupním zpoždění  $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí.



Obr. 3.8: Konfigurace Reg4P1:2 – hodnoty výstupních zpoždění  $\Delta\tau'$  a dílčích výsledků  $\Delta\tau_{21}$  a  $\Delta\tau_{32}$  v závislosti na vstupním zpoždění  $\Delta\tau$ . V pravém dolním rohu jsou uvedeny rovnice lineárních regresních funkcí.

# Závěr

Cílem této práce bylo shrnutí základů teorie laserových-plazmových urychlovačů a injekčních schémat, dále pak proměření stability zpoždění laserových dvojimpulzů. V rešeršní části práce byla mimo jiné věnována pozornost teoretickým partiím bezprostředně spjatým s dvoubublinovým schématem, zejména stručnému popisu technologie CPA v podsekcí 1.7.1, bublinovému režimu v podsekcí 1.7.5 a příčné injekci elektronů v sekci 2.1. Samotnému dvoubublinovému schématu byla věnována část 2.4.4. V úvodu třetí kapitoly byly popsány tři základní postupy, kterými lze laserové dvojimpulzy generovat, a zároveň konfigurace experimentu provedeného na Ti:Sa laserovém systému v laboratoři PALS, kde byly dvojimpulzy produkovány za pomoci dazzeru. K měření jejich vlastností po průchodu zesilovači byl použit autokorelátor.

Výsledky praktické části této práce byly uvedeny v sekci 3.3. Poměr intenzit generovaných impulzů byl zvolen jako 1:1, či 1:2 a byly zesíleny buďto samotným regenerativním zesilovačem, nebo se zapojením regenerativního i čtyřprůchodového. V oblasti proměřeného vstupního zpoždění  $\Delta\tau$  od 200 do 40 fs byla ve všech čtyřech případech pozorována analogická závislost výstupního zpoždění  $\Delta\tau'$  na  $\Delta\tau$ , jak je vidět z Obr. 3.5 až 3.8. Změřená závislost je přibližně rovna přímé úměrnosti  $\Delta\tau'[\text{px}] \simeq k \cdot \Delta\tau[\text{fs}]$ , kde  $k = (0,221 \pm 0,004)$  px/fs. Výsledný profil intenzit byl měřen v pixelech na displeji detektoru. Závislost  $\Delta\tau'(\Delta\tau)$  bylo možné aproximovat přímou úměrností díky tomu, že absolutní člen v lineárních regresních funkcích vyšel téměř ve všech případech nulový v rámci svého chybového intervalu.

Důležitým zjištěním, zjevným např. ze srovnání Obr. 3.3 a 3.4, je fakt, že intenzita dvojimpulzů na výstupu po projití oběma zesilovači silně kolísala. Kvůli tomu nebylo možné získat výsledky pro zpoždění  $\Delta\tau \leq 80$  fs v případě, kdy byl připojen i čtyřprůchodový zesilovač. Jako pravděpodobné vysvětlení se nabízí špatné nastavení/seřízení čtyřprůchodového zesilovače, který by v této situaci nebyl schopen poskytnout stabilní produkci dvojimpulzů s požadovanou výškou intenzit.

Co se týče samotného zpoždění mezi dvěma laserovými impulzy, měření za regenerativním zesilovačem, i oběma zapojenými zesilovači prokázala jeho stabilitu potřebnou pro provedení dvoubublinové injekce.



# Literatura

- [1] ESAREY, E., C. B. SCHROEDER a W. P. LEEMANS. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.* 2009, **81**(3), 1229-1285. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>.
- [2] CALDWELL, A. et al. Path to AWAKE: Evolution of the concept. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2016, **829**, 3-16. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.12.050>.
- [3] GIBBON, P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. London: Imperial College Press, 2005. ISBN 1-86094-135-4.
- [4] KULHÁNEK, P. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: AGA (Aldebaran Group for Astrophysics), 2018. ISBN 978-80904582-2-2.
- [5] TOLAR, J. *Vlnění, optika a atomová fyzika* [online]. 2017 [cit. 2018-11-17]. Dostupné z: <https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02VOAF/VOAF2017.pdf>
- [6] UMSTADTER, D. Relativistic laser-plasma interactions. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2003, **36**(8), R151-R165. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/8/202>.
- [7] ELIEZER, S. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Bristol: IOP Publishing, 2002. ISBN 0 7503 0747 1.
- [8] JU, J. *Electron acceleration and betatron radiation driven by laser wakefield inside dielectric capillary tubes* [online]. Paris XI, 2013 [cit. 2018-11-21]. Dostupné z: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00861267>. Disertační práce. Université Paris Sud.
- [9] SIEGMAN, A. E. *Lasers*. Mill Valey: University Science Books, 1986. ISBN 0-935702-11-5.
- [10] Diagram of Gaussian beam parameters. In: *Wikimedia Commons* [online]. 2004 [cit. 2019-04-07]. Dostupné z: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussianbeam.png>
- [11] HABIBI, M. a M. DAVOODIANIDALIK. Self-Focusing of High-Power Laser Beam through Plasma. *High Power Laser Systems*. Online: IntechOpen, 2018, s. 197-212. DOI: <http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.75036>. ISBN 978-1-78923-741-2.
- [12] LU, W. et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2007, **10**(6). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.061301>.

- [13] AUGUSTE, T. et al. Focusing behavior of multiterawatt laser pulse in a H<sub>2</sub> gas jet. *Optics Communications*. 1994, **105**(5-6), 292-296. DOI: [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(94\)90398-0](https://doi.org/10.1016/0030-4018(94)90398-0).
- [14] CROS, B. Laser-driven Plasma Wakefield: Propagation Effects. *CERN Yellow Reports*. 2016, **1**, s. 207. DOI: <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2016-001.207>.
- [15] LIDDELL, H. P. H. *Enhancing the Performance of Multilayer-Dielectric Diffraction Gratings Through Cleaning Process Modifications and Defect Mitigation*. Rochester, N.Y., 2013. Disertační práce. University of Rochester.
- [16] UMSTADTER, D., E. ESAREY a J. KIM. Nonlinear Plasma Waves Resonantly Driven by Optimized Laser Pulse Trains. *Phys. Rev. Lett.* 1994, **72**(8), 1224-1227. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.1224>.
- [17] BONNAUD, G., D. TEYCHENNÉ a J.-L. BOBIN. Wake-field effect induced by laser multiple pulses. *Phys. Rev. E*. 1994, **50**(1), R36-R39. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.R36>.
- [18] JOSHI, Ch. Laser-Driven Plasma Accelerators Operating in the Self-Guided, Blowout Regime. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017, **45**(12), 3134-3146. DOI: <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2769455>.
- [19] CHIEN, T.-Y. et al. Spatially Localized Self-Injection of Electrons in a Self-Modulated Laser-Wakefield Accelerator by Using a Laser-Induced Transient Density Ramp. *Phys. Rev. Lett.* 2005, **94**(11), 115003. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.115003>.
- [20] SCHMID, K. et al. Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2010, **13**(9), 091301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.091301>.
- [21] HORNÝ, V. et al. Optical injection dynamics in two laser wakefield acceleration configurations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018, **60**(6), 064009. DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/2018/60/6/064009>.
- [22] CORDE, S. et al. Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators. *Nature communications*. 2013, **4**, 1501. DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms2528>.
- [23] FAURE, J. et al. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature*. 2006, **444**(7120), 737-739. DOI: <https://doi.org/10.1038/nature05393>.
- [24] KIM, C. et al. Self-injection of electrons from evolution of wake wave. In: *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference*. IEEE, 2003, s. 1852-1854. DOI: <https://doi.org/10.1109/PAC.2003.1288697>. ISBN 0-7803-7738-9. ISSN 1063-3928.
- [25] GEDDES, C. G. R. et al. Plasma-Density-Gradient Injection of Low Absolute-Momentum-Spread Electron Bunches. *Phys. Rev. Lett.* 2008, **100**(21), 215004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.215004>.
- [26] SUK, H. et al. Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition. *Phys. Rev. Lett.* 2001, **86**(6), 1011-1014. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.1011>.

- [27] CHEN, M. et al. Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators. *Physics of Plasmas*. 2012, **19**(3), 033101. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3689922>.
- [28] PAK, A. et al. Injection and Trapping of Tunnel-Ionized Electrons into Laser-Produced Wakes. *Phys. Rev. Lett.* 2010, **104**(2), 025003. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.025003>.
- [29] KRAMIDA, A., Y. RALCHENKO, J. READER a NIST ASD TEAM. *NIST Atomic Spectra Database (version 5.6.1)* [online]. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2018 [cit. 2019-05-22]. Dostupné z: <https://physics.nist.gov/asd>
- [30] BOURGEOIS, N., J. COWLEY a S. M. HOOKER. Two-Pulse Ionization Injection into Quasilinear Laser Wakefields. *Phys. Rev. Lett.* 2013, **111**(15), 155004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.155004>.
- [31] UMSTADTER, D., J. K. KIM a E. DODD. Laser Injection of Ultrashort Electron Pulses into Wakefield Plasma Waves. *Phys. Rev. Lett.* 1996, **76**(12), 2073. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.2073>.
- [32] HORNÝ, V., V. PETRŽÍLKA, O. KLIMO a M. KRŮS. Short electron bunches generated by perpendicularly crossing laser pulses. *Physics of Plasmas*. 2017, **24**, 103125. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5007889>.
- [33] HORNÝ, V. a M. KRŮS. Optical injection into the laser wakefield accelerator by co-propagating weaker pulse. In: *Proc. to 44th EPS Conference on Plasma Physics* [online]. Belfast, UK, 2017 [cit. 2019-06-24]. ISBN 979-10-96389-07. Dostupné z: <http://ocs.ciemat.es/EPS2017PAP/pdf/P1.205.pdf>
- [34] KIM, C. et al. Double pulse laser wakefield accelerator. *Physics Letters A*. 2007, **370**(3-4), 310-315. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2007.05.060>.
- [35] PROKŮPEK, J. *Diagnostic system for laser-accelerated ion beams*. Praha, 2012. Diplomová práce. ČVUT v Praze.
- [36] TREBINO, R. *The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* [online]. [cit. 2019-06-27]. Dostupné z: [http://www.pneum.co.jp/core\\_sys/images/others/pdf/FR0G\\_Presentation.pdf](http://www.pneum.co.jp/core_sys/images/others/pdf/FR0G_Presentation.pdf)
- [37] *Dazzler: Ultrafast pulse shaper* [online]. Fastlite [cit. 2019-06-27]. Dostupné z: <http://www.fastlite.com/en/ar824665-823529-Dazzler.html>
- [38] KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 4. vydání. Hoboken: John Wiley & Sons, 2010. ISBN 978-0-470-13148-0.