



Zdroje vysokoenergetického rentgenového záření z laserového plazmatu

Vojtěch Horný

27. září 2016

Katedra fyzikální elektroniky
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
České vysoké učení technické v Praze



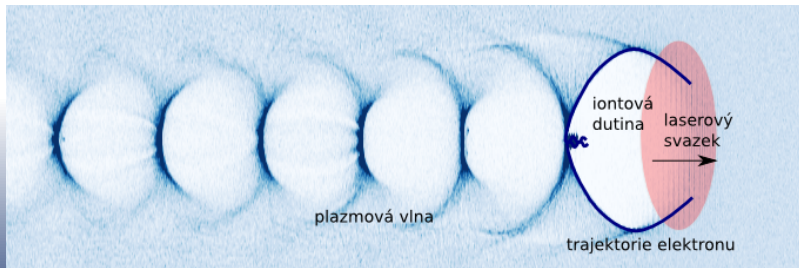
Struktura prezentace

- 1 Úvod
- 2 Záření pohybujícího se náboje
- 3 Metoda výpočtu pro režim vigleru
- 4 Betatronový experiment na PALSu
- 5 Návrh schématu optické injekce
- 6 Výhled do budoucna a závěr
- 7 Odpovědi oponentovi dr. Maškovi



Laser wakefield acceleration

- Elektrony jsou urychleny na plazmové vlně tažené krátkým (desítky fs), intenzivním ($\gtrsim 10^{18}$ W/cm²) laserovým impulsem šířícím se v podkritickém ($\sim 10^{18-19}$ cm⁻³) plazmatu.
- Plazma je schopné udržet velké urychlující gradienty ($\sim 10^{13}$ V/m).
- **Bublinový režim** je v současnosti pokládán za nejúčinnější mechanismus urychlování elektronů v plazmatu.
- Elektrony jsou zachyceny v zadní části bubliny a následně urychleny silným podélným elektrickým polem plazmové vlny.



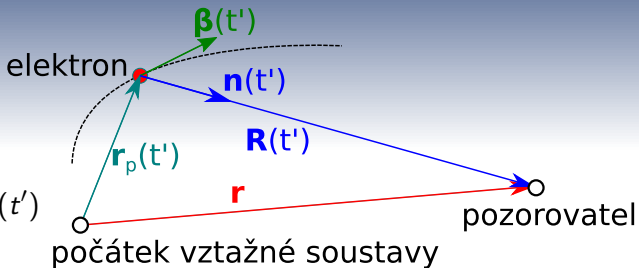


Záření pohybujícího se náboje

Retardovaný čas

$$t' = t - \frac{|\mathbf{R}|}{c}$$

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - \mathbf{n}(t')\beta(t')$$



Elektrické pole generované pohybujícím se nábojem

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \underbrace{\frac{(1 - \beta^2)(\mathbf{n} - \beta)}{R^2(1 - \mathbf{n} \cdot \beta)^3}}_{\text{rychlostní pole}} + \underbrace{\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \beta) \times \dot{\beta}]}{cR(1 - \beta \cdot \mathbf{n})^3}}_{\text{pole zrychlení}} \right\}_{ret}$$

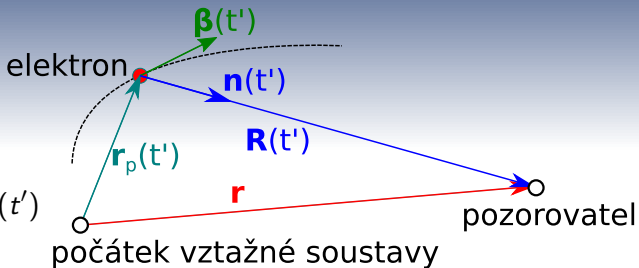


Záření pohybujícího se náboje

Retardovaný čas

$$t' = t - \frac{|\mathbf{R}|}{c}$$

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - \mathbf{n}(t')\beta(t')$$



Elektrické pole generované pohybujícím se nábojem

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \underbrace{\frac{(1 - \beta^2)(\mathbf{n} - \beta)}{R^2(1 - \mathbf{n} \cdot \beta)^3}}_{\text{rychlostní pole}} + \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \beta) \times \dot{\beta}]}{cR(1 - \beta \cdot \mathbf{n})^3} \right\}_{ret}$$



Záření pohybujícího se náboje

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\Omega} = c\epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} |R(t)\mathbf{E}(t)|^2 dt = \frac{c\epsilon_0}{\pi} \int_0^{+\infty} |\mathfrak{F}[R(t)\mathbf{E}(t)](\omega)|^2 d\omega$$

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{c\epsilon_0}{\pi} |\mathfrak{F}[R(t)\mathbf{E}(t)](\omega)|^2$$

Předpoklad nekoherentnosti elektronů ve svazku

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \sum_{i=1}^{N_e} \frac{d^2 I_i}{d\omega d\Omega} \approx N_e \left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_{ave}$$

Příspěvky jednotlivých elektronů mohou být sečteny!



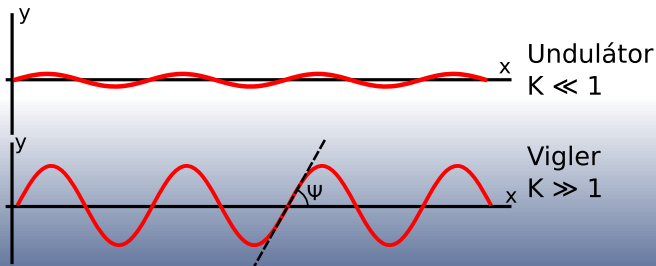
Režimy undulátoru a vigleru

Rozlišujeme parametrem K

$$K = \Psi \gamma$$

Parametr K může být vyjádřen v praktických jednotkách:

$$K = 1.33 \times 10^{-10} \sqrt{\gamma n_e [\text{cm}^{-3}] r_B [\mu\text{m}]}.$$



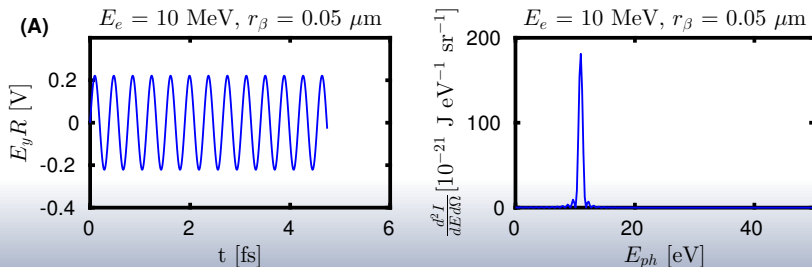


Záření v režimech undulátoru a wigleru

Režim undulátoru Fourierova série se skládá pouze z jedné frekvence.

$$K = 0.066$$

Signál a intenzita záření na ose



Trajektorie elektronů byly vypočítány podle modelu uvedeného např. v [Corde et al., RMP, 2013] pro hustotu elektronů $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Intenzita záření a polohy jednotlivých harmonik jsou ve shodě s teoretickým modelem [Esarey et al., PRE, 2002].

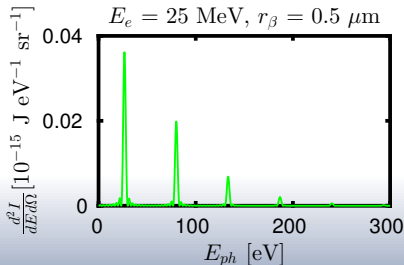
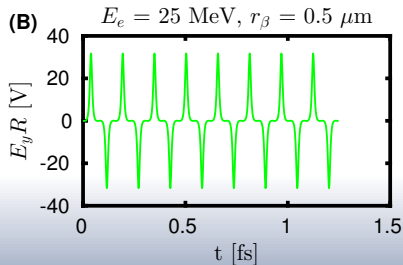


Záření v režimech undulátoru a wigleru

Hraniční režim: Fourierova série se skládá z několika lichých harmonických frekvencí. Sudé jsou potlačeny.

$$K = 1.0$$

Signál a intenzita záření na ose



Trajektorie elektronů byly vypočítány podle modelu uvedeného např. v [Corde et al., RMP, 2013] pro hustotu elektronů $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Intenzita záření a polohy jednotlivých harmonik jsou ve shodě s teoretickým modelem [Esarey et al., PRE, 2002].

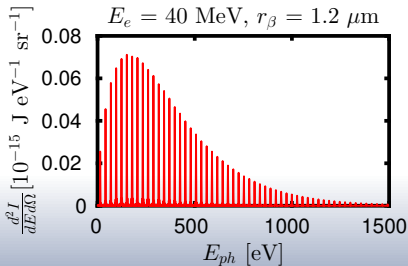
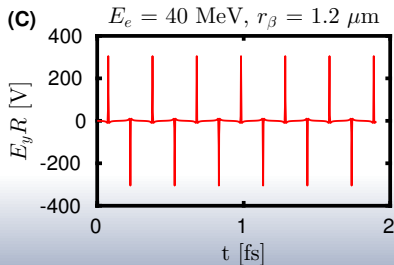


Záření v režimech undulátoru a wigleru

Hraniční režim: Fourierova série se skládá z několika lichých harmonických frekvencí. Sudé jsou potlačeny.

$$K = 3.15$$

Signál a intenzita záření na ose



Trajektorie elektronů byly vypočítány podle modelu uvedeného např. v [Corde et al., RMP, 2013] pro hustotu elektronů $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Intenzita záření a polohy jednotlivých harmonik jsou ve shodě s teoretickým modelem [Esarey et al., PRE, 2002].

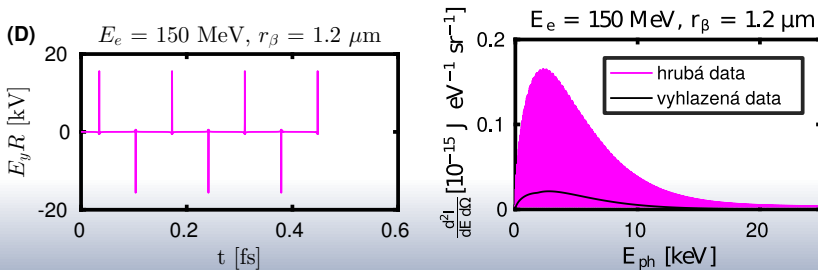


Záření v režimech undulátoru a wigleru

Režim wigleru: velké množství hustě umístěných harmonických frekvencí může být pokládáno za spojité synchrotronové spektrum.

$$K = 5.46$$

Signál a intenzita záření na ose



Trajektorie elektronů byly vypočítány podle modelu uvedeného např. v [Corde et al., RMP, 2013] pro hustotu elektronů $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Intenzita záření a polohy jednotlivých harmonik jsou ve shodě s teoretickým modelem [Esarey et al., PRE, 2002].



Zjednodušení výpočtu pro režim vigleru

Signál lze chápat jako součet jednotlivých příspěvků

$$\mathbf{E}(t)R(t) = \mathbf{u}(t) = \sum_{j=1}^{N_p} \mathbf{u}_j(t),$$

$$\mathbf{u}_j(t) = \begin{cases} \mathbf{E}(t)R(t) & |t - t_j| < \Delta t \\ 0 & \text{jinak,} \end{cases}$$

Vyzářená energie na jednotkový úhel je potom

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{d\Omega} &= c\epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \sum_{j=1}^{N_p} \mathbf{u}_j(t) \right|^2 dt \stackrel{!}{=} c\epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^{N_p} |\mathbf{u}_j(t)|^2 dt \\ &= c\epsilon_0 \sum_{j=1}^{N_p} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{u}_j(t)|^2 dt = \frac{c\epsilon_0}{\pi} \sum_{j=1}^{N_p} \int_0^{+\infty} |\mathfrak{F}[\mathbf{u}_j(t)](\omega)|^2 d\omega \end{aligned}$$

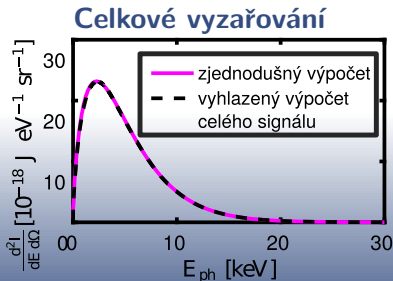
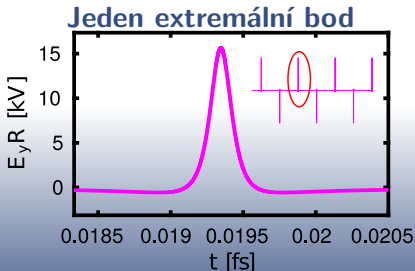


Zjednodušení výpočtu pro režim vigleru

Úhlové a frekvenční spektrum záření

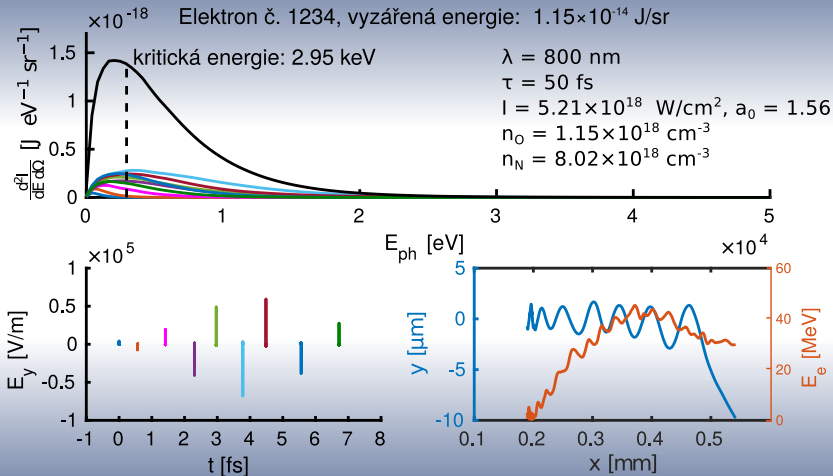
$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{c\epsilon_0}{\pi} \sum_{j=1}^{N_p} |\mathfrak{F}[\mathbf{u}_j(t)](\omega)|^2 = \sum_{j=1}^{N_p} \left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_j$$

N_p ... počet extrémálních bodů na trajektorii elektronu



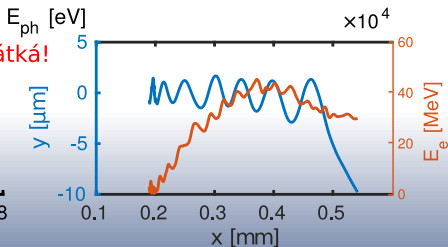
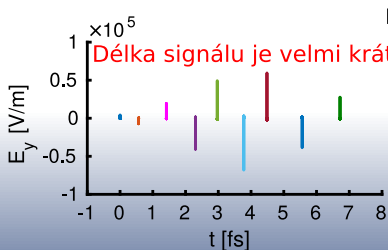
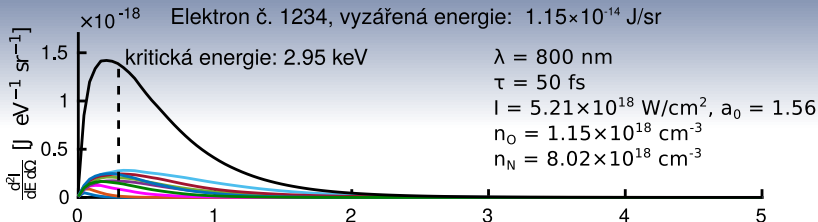


Demonstrace výpočtu





Demonstrace výpočtu





Spektrogramy

Když jsou splněny dva předpoklady

- 1 nekoherentní povaha elektronů ve svazku
- 2 režim vigleru betatronových oscilací,

lze odvodit časový průběh záření:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{j=1}^{N_{p,i}} \left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_{ij} = \sum_{k=1}^{N_p} \left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_k$$

$$\left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_{t \in [\tau - \Delta t, \tau + \Delta t]} = \sum_{k | t_k \in [\tau - \Delta t, \tau + \Delta t]} \left. \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right|_k \approx \frac{d^3 I}{dt d\omega d\Omega}$$

Limitní přechod je vynechán, neboť by vedl k porušení Heisenbergových relací neurčitosti. Délka trvání jednoho peaku signálu je nicméně kratší než uvažované rozlišení spektrogramu.



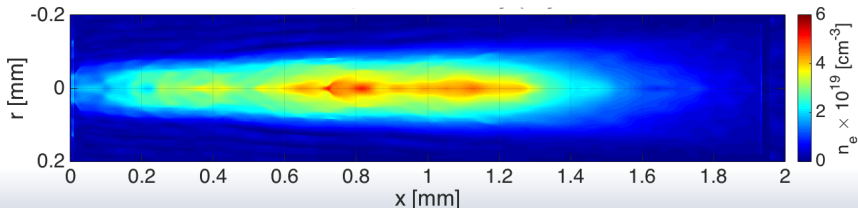
Betatronový experiment na PALSu¹

Parametry laseru

- energie ve svazku: 600 mJ
- délka impulsu: 50 fs
- rozměry ohniska: (14 ± 2) μm horizontálně, (11 ± 1) μm vertikálně
- energie v ohnisku (360 ± 30) mJ

Parametry terče

- plyn z nadzvukové de Lavalovy trysky, \varnothing 2 mm,
- směs O_2 a N_2
- hustota plazmatu $4.0 - 5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$



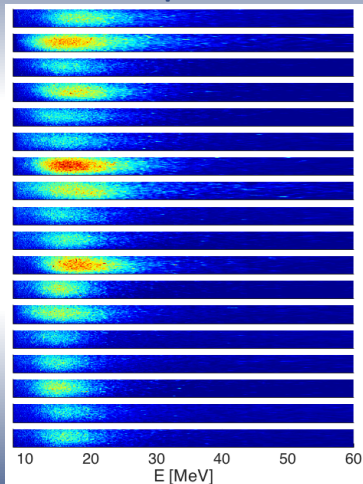
Interferogram $\xrightarrow{\mathfrak{F}}$ fázová mapa $\xrightarrow[\text{transformace}]{\text{Abelova}}$ mapa indexu lomu \rightarrow hustota plazmatu

¹Boháček et al., *Laser-driven electron beam acceleration using supersonic air jet and few-TW Ti:sapphire laser system at PALS*. Odesláno do žurnálu.



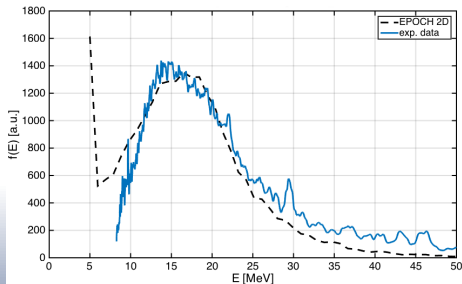
Betatronový experiment na PALSu

Naměřená spektra



Simulace PIC

- EPOCH 2D + trasování zachycných elektronů
- Uvažovány mechanismy ionizace BSI a MPI, užít model ADK



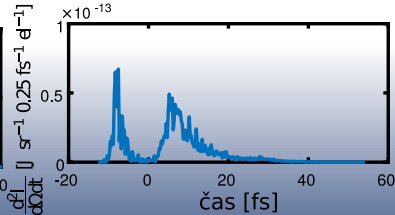
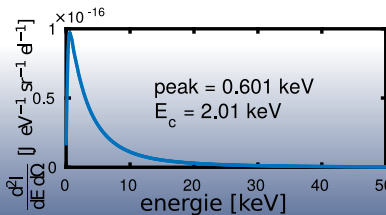
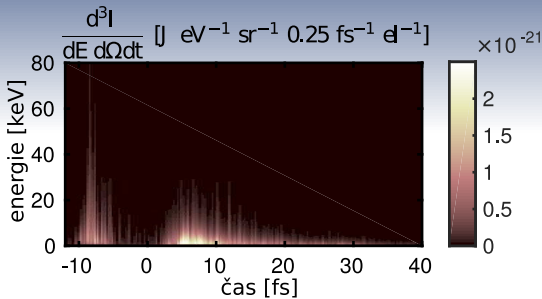
$E_e = (17.4 \pm 1.1)$ MeV - naměřeno.
Simulace souhlasí s experimentem!



Výpočet vlastností záření

Metodologie

- zachycené makročástice rozpoznány
- simulace spuštěna znovu
- trasování reprezentativního vzorku zachycených makročástic
- spektrogram vypočítán představenou metodou





Injekce elektronů do iontové dutiny

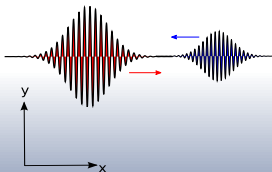
Vlastní injekce

- nejjednodušší mechanismus
- není ji snadné kontrolovat a ladit

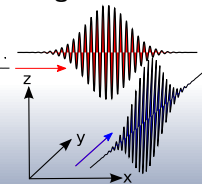
Optická injekce

- pohyb elektronů v plazmatu je narušen jiným laserovým impulsem
- protiběžné svazky [Malka, PoP, 2009]
- skřížené svazky [Umstadter, PRL 1996, Wang, APL 2008]

Malka, PoP 2009

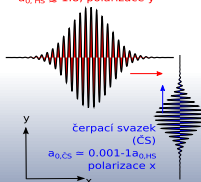


Wang, APL 2008



Navrhovaná konfigurace

hlavní svazek (HS)
 $a_{0,HS} \approx 1.8$, polarizace y



Navrhujeme slabý injekční impuls přicházející z **kolmého** směru. Vektory polarizace obou svazků jsou **v rovině** určené směry jejich šíření.



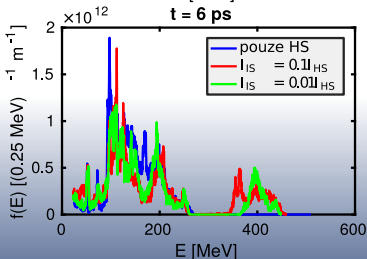
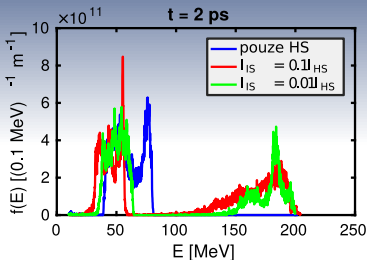
Injekce elektronů do iontové dutiny

Typická konfigurace bublinového režimu

- intenzita hlavního svazku $a_{0,HS} = 4$
($I_{HS} = 3.42 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$)
- poloměr kaustiky $w_0 = 9.5 \mu\text{m}$
- vlnová délka laseru $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$
- hustota elektronů $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
- délka impulsu $\tau = 25 \text{ fs}$

Různé poměry $I_{IS}/I_{HS} \in [0.001, 1]$

- optimum pro $I_{IS}/I_{HS} \approx 0.012$.
- spektrum lze rozdělit na dvě části \Rightarrow
nízoenergetickou část lze filtrovat \Rightarrow
lze získat velmi **úzké spektrum**
- $t = 2 \text{ ps}$: $E_{el} = (184 \pm 4) \text{ MeV}$
- $t = 6 \text{ ps}$: $E_{el} = (394 \pm 10) \text{ MeV}$



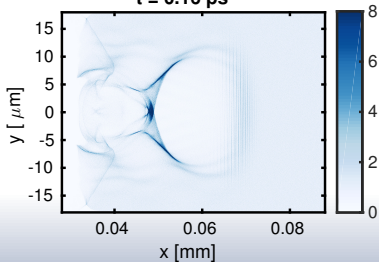


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

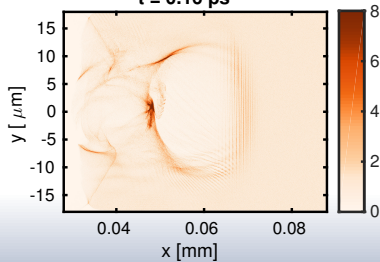
pouze hlavní svazek

$t = 0.16 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 0.16 \text{ ps}$



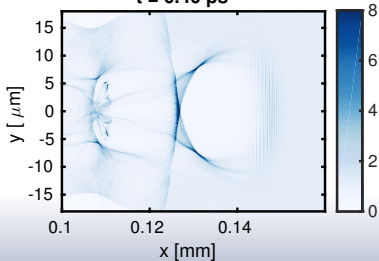


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

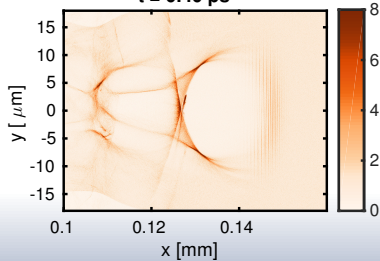
pouze hlavní svazek

$t = 0.40 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 0.40 \text{ ps}$



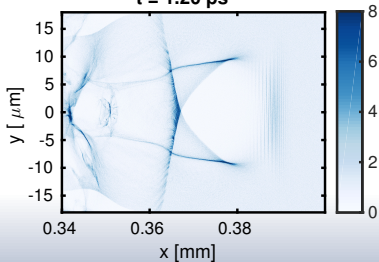


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

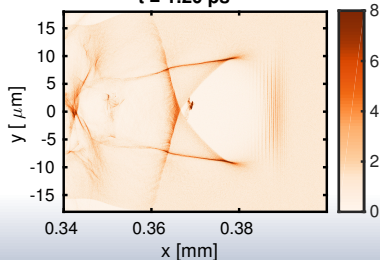
pouze hlavní svazek

$t = 1.20 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 1.20 \text{ ps}$



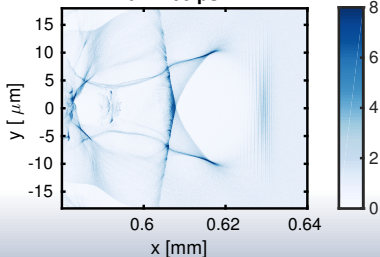


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

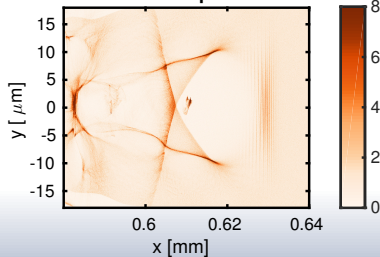
pouze hlavní svazek

$t = 2.00 \text{ ps}$



$I_{IS} = 0.01 I_{HS}$.

$t = 2.00 \text{ ps}$



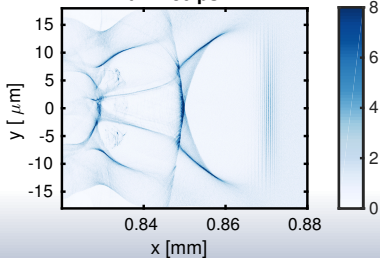


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

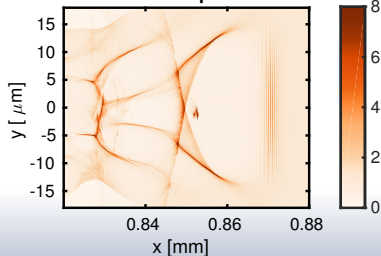
pouze hlavní svazek

$t = 2.80$ ps



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 2.80$ ps



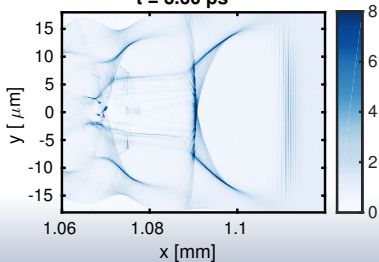


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

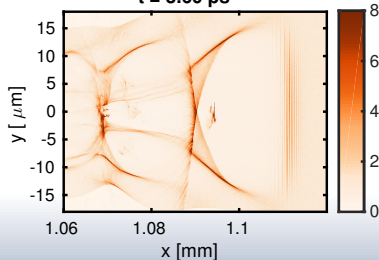
pouze hlavní svazek

$t = 3.60 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 3.60 \text{ ps}$



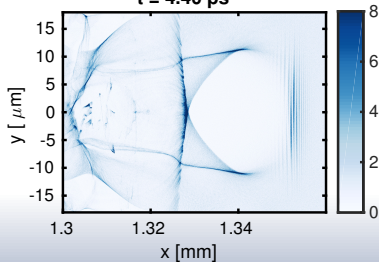


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

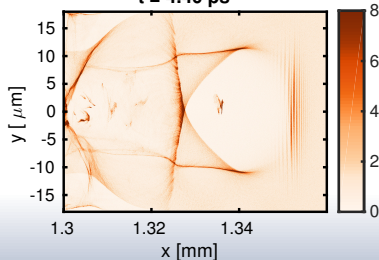
pouze hlavní svazek

$t = 4.40 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$

$t = 4.40 \text{ ps}$



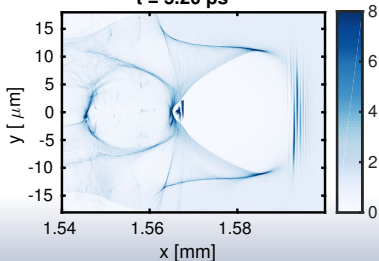


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

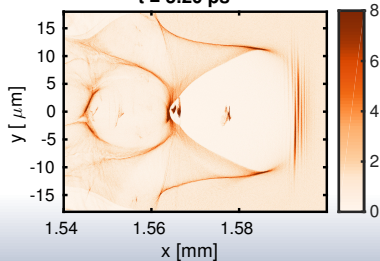
pouze hlavní svazek

$t = 5.20 \text{ ps}$



$I_S = 0.01 I_{HS}$.

$t = 5.20 \text{ ps}$



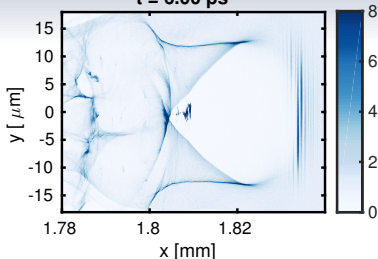


Proces urychlování

Časový vývoj hustoty elektronů

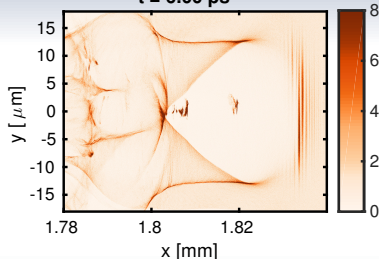
pouze hlavní svazek

$t = 6.00 \text{ ps}$



$I_{IS} = 0.01 I_{HS}$.

$t = 6.00 \text{ ps}$



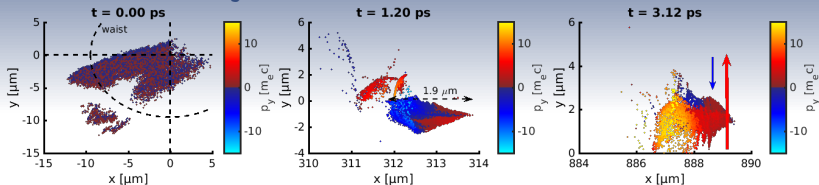
Pozorování

Injekční svazek příliš nenarušuje dynamiku bubliny ani vlastní injekci, pokud je slabý ve srovnání s hlavním svazkem.



Injektované elektronové svazky

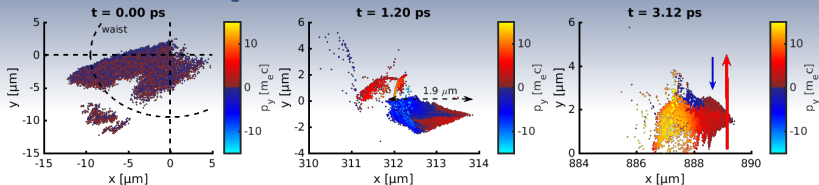
Představované injekční schéma



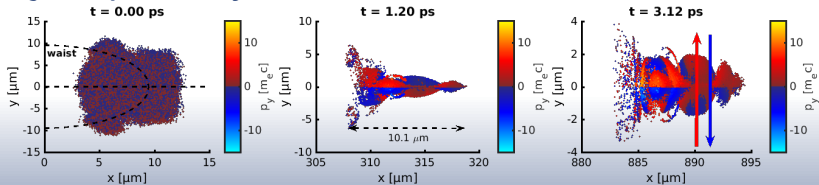


Injektované elektronové svazky

Představované injekční schéma



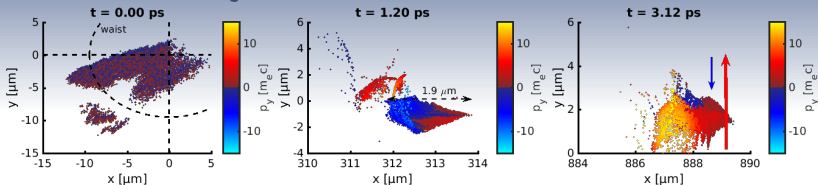
Injekce protiběžným svazkem



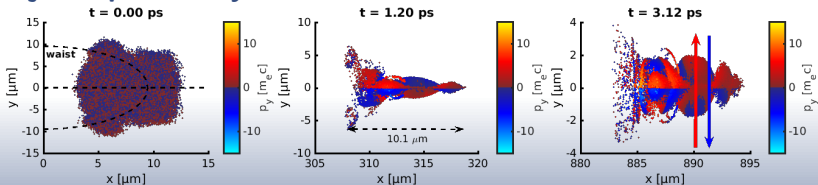


Injektované elektronové svazky

Představované injekční schéma



Injekce protiběžným svazkem

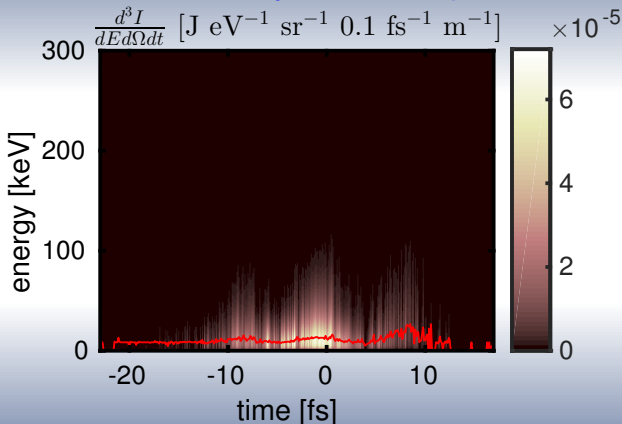


Navrhované schéma vede ke **kompaktnějším** a **koherentnějším** elektronovým svazkům než injekce protiběžným svazkem pro stejné parametry laseru a plazmatu.



Vliv na generované záření

Protiběžné svazky, rovnoběžné polarizace

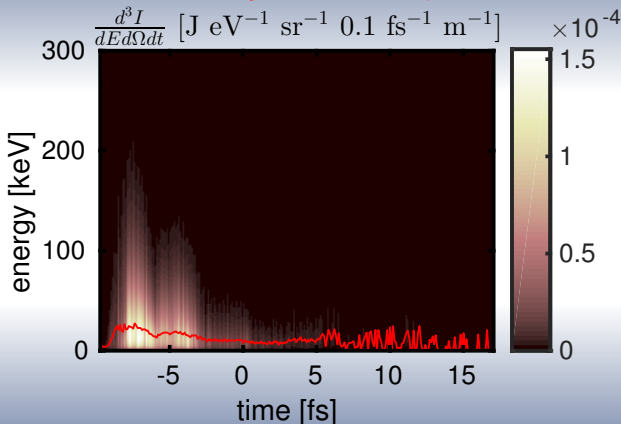


Spektrogramy vypočítány vlastním kódem implementovaným podle dříve představené metody.



Vliv na generované záření

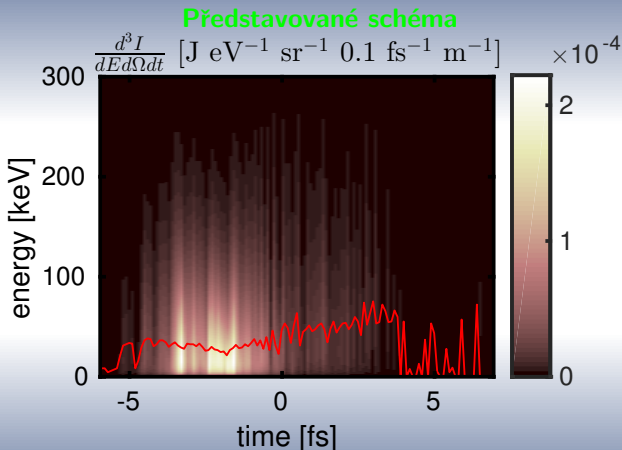
Kolmé svazky, rovnoběžná polarizace



Spektrogramy vypočítány vlastním kódem implementovaným podle dříve představené metody.



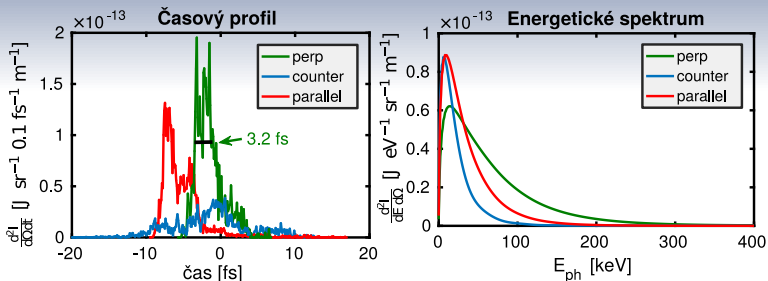
Vliv na generované záření



Spektrogramy vypočítány vlastním kódem implementovaným podle dříve představené metody.



Vliv na generované záření



Představované injekční schéma vede k **nejintenzivnějším, nejkratším a nejenergetičtějším** rentgenovým impulsům.

Je to díky tomu, že jsou generovány krátké elektronové svazky.



Výhled do budoucna

- 1 Publikace metody výpočtu betatronového záření v režimu wigleru i s detaily o praktické implementaci.
- 2 Podrobný výzkum navrhovaného schématu optické injekce
 - jednočásticové simulace
 - optimalizace emitance elektronových svazků
 - teoretické pochopení procesů vedoucích k injekci
 - směřování k publikaci tohoto výzkumu
- 3 Možný experiment zaměřený na optickou injekci na PALSu.
- 4 Implementace kódu počítajícího vyzařování při inverzním Comptonově rozptylu.



Závěr

- 1 Byl studován mechanismus LWFA a byl navržen nadějný způsob optické injekce.
- 2 Byla představena teorie záření pohybujícího se náboje. Byla navržena a implementována metoda, jak výrazně zjednodušit výpočet betatronového záření v režimu wigleru. Tato metoda umožňuje konstrukci spektrogramu.
- 3 Experimentální výsledky naměřené na Ti:safírovém systému v zařízení PALS byly podpořeny numerickými simulacemi.
- 4 Do budoucna je plánováno rozšířit kód i pro výpočet inverzního Comptonova jevu, studium optické injekce a optimalizace elektronového i rentgenového zdroje.

Děkuji za pozornost!

- **Vojtěch Horný**
- horny@pals.cas.cz



Výpočetní zdroje poskytnuty
MetaCentrumem
(CESNET LM2015042).

Finanční podpora z
grantových projektů
ČVUT

SGS13/221/OHK4/3T/14
a GA ČR 15-03118S je
oceňována.



Vysokoenergetické záření

Jakou metodu hodláte použít pro rozšíření programu pro výpočet radiačních spekter na vysokoenergetickou oblast?

Metoda pro výpočet betatronového záření v režimu wigleru může být použita pro výpočet záření o energiích v MeV.

- velmi krátká doba trvání jednotlivých peaků umožňuje převzorkovat signál s dostatečným rozlišením podle Nyquistova-Shannonova teorému
- odpadají tímto problémy s pamětí.



Optická vs. ionizační injektáž

Laser a plazma	optická	ionizační
I	$3.42 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$	$5.21 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$
w_0	$9.5 \text{ } \mu\text{m}$	$\pm 7 \text{ } \mu\text{m}$
τ	25 fs	50 fs
n_e	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Elektrony		
\overline{E}_{el}	184 MeV (2 ps)	17 MeV
σ_E	4 MeV	7 MeV
	mírně koherentní	nekoherentní
Fotony		
E_c	7 keV	2 keV
τ_{FWHM}	3.2 fs	$6 \text{ fs} + 13 \text{ fs}$
θ	30 mrad	320 mrad
N_γ	0.37 ph/el/per	0.36 ph/el/per



Experiment na optickou injekci

Plánujete experiment na zařízení PALS pro urychlování elektronů ve Vámi navržené geometrii laserových svazků?

Ano, snad k tomu dojde v průběhu následující experimentální kampaně zaměřené na generaci betatronového záření.

- experiment začíná 3. října