

Лазерно-плазменное ускорение поляризованных заряженных частиц

Пугачёва Д.В.

24 июня 2021 г.

- ◇ Мотивация
- ◇ Модель лазерно-плазменного ускорения поляризованного электрона
- ◇ Динамика эмиттанса и поляризации в лазерно-плазменном ускорителе
- ◇ Влияние синхротронного излучения на динамику частиц



BWFA

Energy	1.0–5.0 GeV
Charge	30–40 pC
Bunch duration	13 fs
Energy spread	0.4–1.1 %
Normalised emittance	0.7–1.2 mm mrad

16 партнерских институтов и 25 ассоциированных партнерских организаций

LWFA

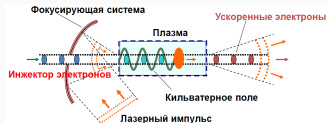
Energy	5.0–6.0 GeV
Charge	23–30 pC
Bunch duration	3–11 fs
Energy spread	0.1–0.9 %
Normalised emittance	0.1–1.4 mm mrad



¹ Assmann R W, Weikum M K, Akhter T and et al 2020 Eur.Phys. J. Spec. Top. 229 3675–4284

Ускорение до энергий ТэВ-диапазона

Одна из возможных схем лазерно-плазменного коллайдера¹:



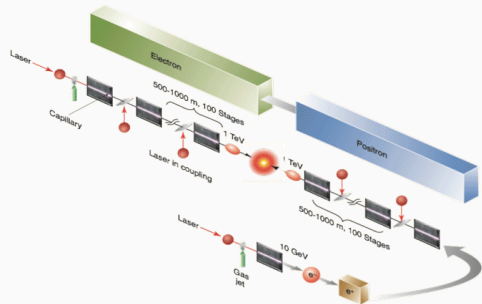
Параметры стадии:

Прирост энергии: ~ 10 ГэВ

Умеренно-нелинейный режим:

$$a_0 \simeq 1. \div 2.$$

Длина: $L_{acc} \simeq 1$ м



¹ Leemans W and Esarey E 2009 Phys. Today 62 44

Самосогласованная модель для тестовых частиц

Динамика огибающей лазерного импульса $a(\rho, \xi, \zeta) = eE_l / (mc\omega_0)$ ¹:

$$\left\{ 2i \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{k_p}{k} \left(\Delta_{\perp \rho} + 2 \frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \xi} \right) \right\} a = \frac{k_p \nu}{k \gamma_p} a, \quad (1)$$

ν / γ_p – нелинейный отклик плазмы.

Динамика кильватерного потенциала Φ , нормированного на mc^2/e :

$$\left\{ (\Delta_{\perp \rho} - \nu_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln \nu_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + \nu_0 \Delta_{\perp \rho} \right\} \Phi - \frac{\nu_0^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(1 + \Phi)^2} \right\} = \nu_0 \Delta_{\perp \rho} \frac{|a|^2}{4}, \quad (2)$$

$\nu_0 = n_0(\rho, \zeta) / N_0$ – нормированная плотность электронов плазмы.

Уравнения движения n -го электрона в переменных $\rho = k_p r, \zeta = k_p z, \xi = k_p(z - ct)$:

$$\frac{dq_z^{(n)}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z^{(n)}} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}, \quad \frac{dq_x^{(n)}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z^{(n)}} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \cos \phi^{(n)}, \quad \frac{dq_y^{(n)}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z^{(n)}} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \sin \phi^{(n)}, \quad (3)$$

$$\frac{d\xi^{(n)}}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\beta_z^{(n)}}, \quad \frac{dx^{(n)}}{d\zeta} = \frac{q_x^{(n)}}{q_z^{(n)}}, \quad \frac{dy^{(n)}}{d\zeta} = \frac{q_y^{(n)}}{q_z^{(n)}}, \quad (4)$$

$$\vec{q}^{(n)} = \vec{p}^{(n)} / mc, \quad \vec{\beta}^{(n)} = \vec{v}^{(n)} / c, \quad \phi^{(n)} = \arctan(y^{(n)} / x^{(n)}), \quad \vec{\rho} = (x, y).$$

¹ Andreev N E, Nishida Y and Yugami N 2002 Phys. Rev. E 65 056407

Самосогласованная модель (прецессия спина)

Общий вид уравнения Томаса-Баргмана-Мишеля-Телегди¹:

$$\frac{d\vec{s}}{d\tau} = \vec{s} \times (\alpha_m \vec{B}_R + \vec{B}_E),$$
$$\vec{B}_E = \frac{1}{\gamma} \vec{B} - \frac{1}{1+\gamma} \vec{\beta} \times \vec{E}, \quad \vec{B}_R = \vec{B} - \frac{\vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{B})}{1+1/\gamma} - \vec{\beta} \times \vec{E}, \quad (5)$$

α_m – аномальный магнитный момент электрона.

Прецессия спина n -го электрона с $v^{(n)} \sim c$ в кильватерном поле с $\vec{B} = (0, 0, B_\phi)$ и $\vec{E} = (E_z, E_r, 0)$ ²:

$$\frac{ds_x^{(n)}}{d\zeta} = \frac{s_z^{(n)}}{\beta_z^{(n)}} \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma^{(n)}} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \cos \phi^{(n)}, \quad (6)$$

$$\frac{ds_y^{(n)}}{d\zeta} = \frac{s_z^{(n)}}{\beta_z^{(n)}} \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma^{(n)}} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \sin \phi^{(n)}, \quad (7)$$

$$\frac{ds_z^{(n)}}{d\zeta} = -\frac{1}{\beta_z^{(n)}} \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma^{(n)}} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \left[s_x^{(n)} \cos \phi^{(n)} + s_y^{(n)} \sin \phi^{(n)} \right], \quad (8)$$

$$\partial \phi / \partial \rho = F_r = E_r - B_\phi, \quad \partial \phi / \partial \xi = F_z = E_z$$

¹ Bargmann V, Michel L and Telegdi V L 1959 Phys. Rev.Lett. 2 435

² Pugacheva D V and Andreev N E 2016 Quantum Electron. 46 88

При $F_r = \alpha\rho$ и $E_z = const$ запишем прецессию s_z из (6)-(8) в цилиндрической системе координат в приближении плоской траектории частицы ($\dot{\phi} = 0$) как:

$$s_z(\tau) = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \sin \left[-\int_0^\tau \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma} \right) F_r d\tau + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (9)$$

$$\frac{3E_z}{4\alpha_m \sqrt{\alpha} (\gamma \gamma_0^5)^{1/4}} \ll 1 :^1$$

$$s_z[\gamma(\tau)] = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \sin \left[\Lambda + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (10)$$

$$\frac{3E_z}{4\alpha_m \sqrt{\alpha} (\gamma \gamma_0^5)^{1/4}} \lesssim 1 :^2$$

$$s_z[\gamma(\tau)] = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \times$$

$$\times \sin \left[\Lambda - \frac{r_0 3E_z}{4\gamma_0} \left(1 - \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^{5/4} \cos \left[\frac{2\sqrt{|\alpha|}}{E_z} (\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_0}) \right] \right) + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (11)$$

где $\Lambda = -\hat{\rho}_0(1 + \alpha_m \gamma)(\alpha^2 \gamma_0 / \gamma^3)^{1/4} \sin[2\sqrt{|\alpha|}/E_z(\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_0})]$,

а $\hat{\rho}_0 = (x_0|x_0| + y_0|y_0|)/\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$.

¹Vieira Jet al 2011 Phys. Rev. ST Accel. Beams 14 071303

²Pugacheva D V and Andreev N E 2016 Quantum Electron. 46 88

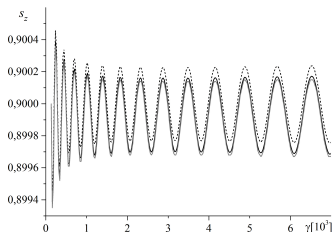
Прецессия спина электрона в заданных полях, характерных для умеренно-нелинейного режима ускорения

Ускоряющее поле $E_z = 0.47$, фокусирующая сила $F_r = -0.075\rho$,

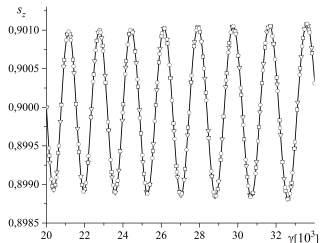
Начальные характеристики электрона:

$$x_0 = 0.15, y_0 = 0.2, s_{r0} = 0.1, s_{z0} = 0.9$$

$$\gamma_0 = 132$$



$$\gamma_0 = 2 \times 10^4$$



...($\square$) формула (10); — ($\triangle$) формула (11); — результат численного расчета

Параметры самосогласованного моделирования умеренно-нелинейного режима ускорения

Плазменный канал:

$$n_0 = N_0 \left(1 + \frac{r^2}{R_{ch}^2} \right),$$

концентрация электронов на оси:

$$N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}, k_p = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$$

радиус канала: $R_{ch} = 305.1 \text{ мкм}$,

$$k_p R_{ch} = 18.16$$

согласованный радиус канала:

$$R_{ch}^m = \frac{1}{2} k_p r_L^2 = 236.34 \text{ мкм},$$

$$k_p R_{ch}^m = 14.06$$

$$\gamma_{ph} = 132$$

Лазерный импульс:

$$a(\xi, \rho) = a_0 \exp \left(-\frac{\rho^2}{\rho_L^2} - \left(\frac{\xi - \xi_{L0}}{\xi_L} \right)^2 \right),$$

безразмерная амплитуда: $a_0 = 1.414$

мощность: $P_L = 534 \text{ ТВт}$

длина волны: $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$

интенсивность:

$$I_L = 4.28 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$$

характерный поперечный размер:

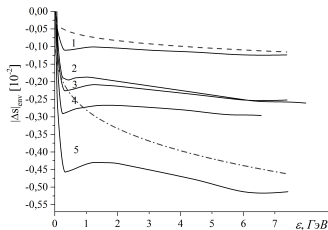
$$r_L = 89.13 \text{ мкм}, \rho_L = k_p r_L = 5.303$$

длительность: $t_L = 56 \text{ фс}$,

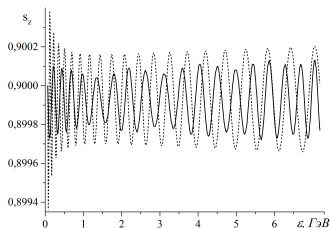
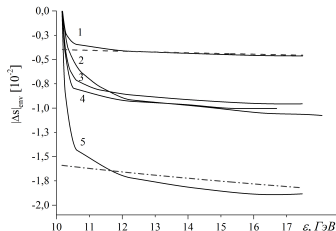
$$\xi_L = t_L \omega_p = 1 \text{ и } \xi_{L0} = 7$$

Сравнение теории и результатов самосогласованных расчетов (Длина ускорения: 50.42 см)

$E_{inj} = 67.5$ МэВ



$E_{inj} = 10$ ГэВ



$$|\vec{s} - \vec{s}_0|_{env} = \alpha_m \rho_0 \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} [\alpha^2 \gamma_0 \gamma]^{1/4} (*)$$

$$\vec{s}_0 = (s_{0x}, s_{0y}, s_{0z}) = (0.28, -0.33, 0.9)$$

Аналитическая кривая (*):

--- $\rho_0 = 0.125$; - · - $\rho_0 = 0.5$

Аналитическая кривая (11):

... $\rho_0 = 0.25, \xi_0 = 3.2$

— Самосогласованный расчёт ($\rho_L = 5.3$):

(1) $\rho_0 = 0.125, \xi_0 = 3.2$

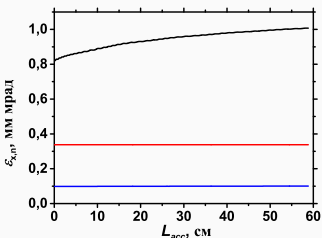
(2) $\rho_0 = 0.25, \xi_0 = 3.0$

(3) $\rho_0 = 0.25, \xi_0 = 3.2$

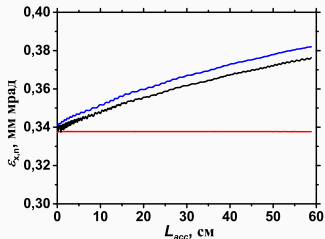
(4) $\rho_0 = 0.25, \xi_0 = 3.4$

(5) $\rho_0 = 0.5, \xi_0 = 3.2$

Факторы роста слайсового эмиттанта в лазерно-плазменном ускорителе



— $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.1$ мм мрад; — $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.34$ мм мрад;
— $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.82$ мм мрад; $r_0 = 2.1$ мкм



— $r_0 = 1$ мкм; — $r_0 = 2.1$ мкм; — $r_0 = 4.2$ мкм;
 $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.34$ мм мрад

Распределение электронов в пучке
($\gamma_0 = \gamma_{ph} = 132$, $2\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 2\varepsilon_{y,n}^{(0)} = \varepsilon_n^{(0)}$):

$$n_b \sim n_{b0} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{2\sigma_r^2}\right) \exp\left(-\frac{v_{\perp 0}^2}{2\sigma_v^2}\right) \times \delta(\xi - \xi_0) \delta(v_z - v_{z0}),$$

При адиабатическом изменении полей в линейной фокусирующей и однородной ускоряющей силах слайсовый эмиттанс сохраняется.¹

При умеренно-нелинейном режиме ускорения $F_r = \alpha(\rho, \zeta, \xi)\rho$ и $F_z = F_z(\rho, \zeta, \xi)$.

Согласованный случай

($r_0^2 = r_{bm}^2 = \varepsilon_n^{(0)} k_p / (\gamma_0 \Omega_0)$):

$$r_b(\zeta) = r_0 \left[\frac{\gamma_0 \Omega_0}{\gamma(\zeta) \Omega(\zeta)} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

где Ω_0 – начальная бетатронная частота.

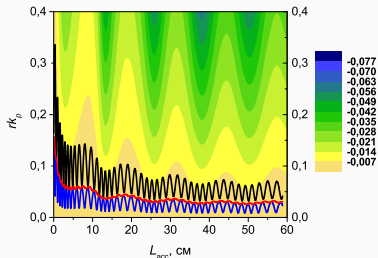
Несогласованный случай ($r_0 \neq r_{bm}$):

радиус будет осциллировать в коридоре, определяемом r_0 и r_{bm}^2/r_0 .

¹ Reiser M and O'Shea P 1994 Theory and design of charged particle beams

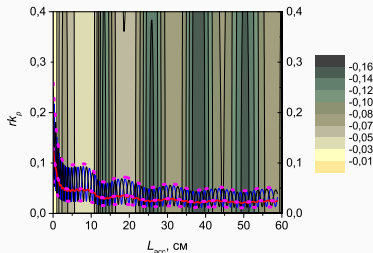
Влияние нелинейности фокусирующей силы по радиусу на рост слайсового эмиттанта

$$F_r = F_r(\rho, \zeta, \xi_0)$$

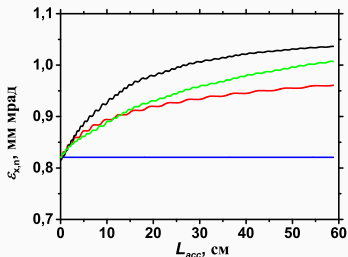


— 0.1 мм мрад; — 0.34 мм мрад; — 0.82 мм мрад;

$$\alpha = \alpha(\rho, \zeta, \xi_0)$$



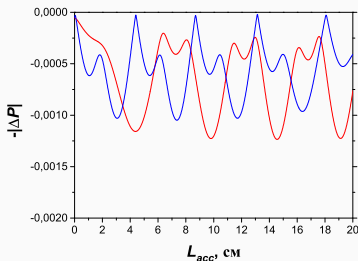
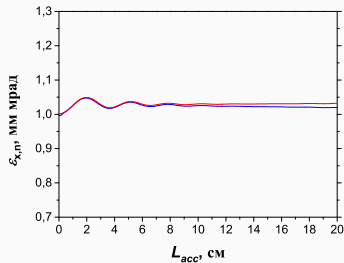
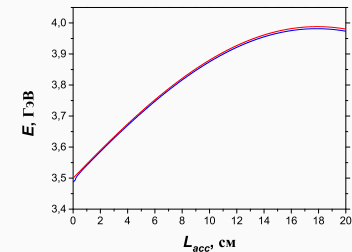
— 1 мкм; — 2.1 мкм; — 4.2 мкм; ··· (12)



$r_0 = 2.1$ мкм; $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.82$ мм мрад:

- $\alpha = const$ и $E_z = const$;
- $\alpha = \alpha(\rho)$ и $E_z = const$;
- $\alpha = \alpha(\rho, \zeta, \xi)$ и $E_z = const$;
- $\alpha = \alpha(\rho, \zeta, \xi)$ и $E_z = E_z(\rho, \zeta, \xi)$.

Ускорение электронных и позитронных пучков в линейной (гармонической) кильватерной волне ($\Phi_0 = 0.095$, $\rho_0 = k_p 30$ [мкм] = 3.47, $\gamma_{ph} = 80$)



Поляризация: $\vec{P} = \sum_{n=1}^{N_b} \vec{s}^{(n)} / N_b$,

Деполяризация: $-|\Delta \vec{P}| = -|\vec{P} - \vec{P}_0|$

Фазы инжекции **электронов** и **позитронов**:

$$\xi_c^- = 0.2, \xi_c^+ = 3.34$$

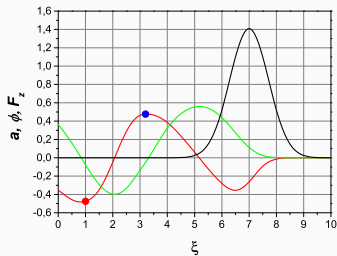
Общие параметры электронного и позитронного сгустков:

$$E_{inj} = 3.5 \text{ ГэВ}, \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад},$$

$$\sigma_r = 2.15 \text{ мкм} = 0.212/k_p,$$

$$\sigma_z = 1 \text{ мкм} = 0.1/k_p.$$

Укорочение ускорительной фазы для позитронных сгустков в умеренно-нелинейном режиме



Параметры лазерного импульса:

$$a_0 = 1.4, \quad \tau_0 = 56 \text{ фс},$$

$$r_0 = 89 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$$

Параметры плазменного канала:

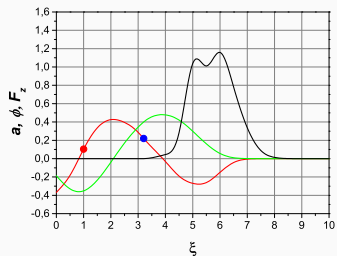
$$R_{ch} = 236.34 \text{ мкм}, \quad k_p = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$$

Фазы инжекции электронов ● и
позитронов ●:

$$\xi_c^- = 3.2, \quad \xi_c^+ = 1$$

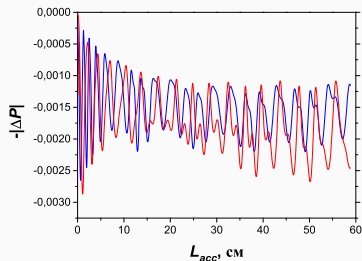
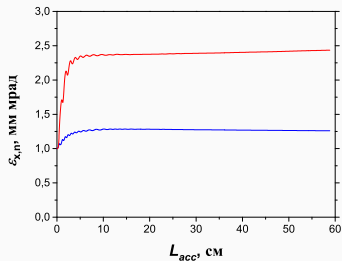
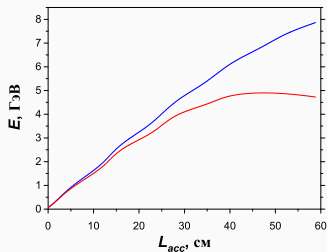
Длина дефазировки в линейном
пределе:

$$L_{ph} \simeq 180 \text{ см}$$



— Φ , — F_z , — a

Отличия в наборе энергии и динамике эмиттанса при ускорении электронных и позитронных сгустков



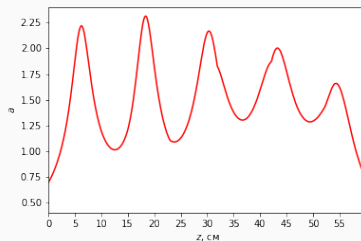
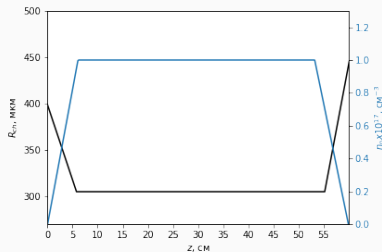
Общие параметры **электронного** и **позитронного** сгустков:

$$E_{inj} = 67.5 \text{ МэВ}, \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад},$$

$$\sigma_r = 3.5 \text{ мкм} = 0.212/k_p,$$

$$\sigma_z = 0.5 \text{ мкм} = 0.03/k_p.$$

Ускорительная стадия с плавным входом и выходом

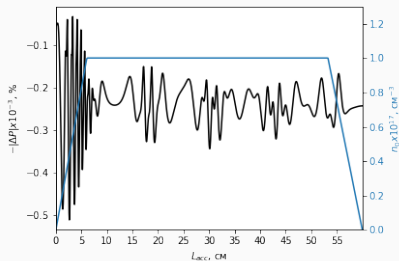
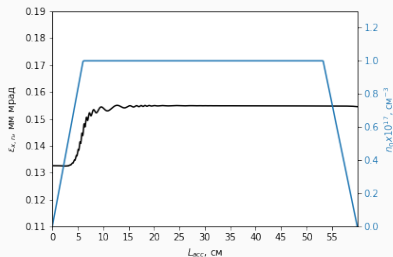
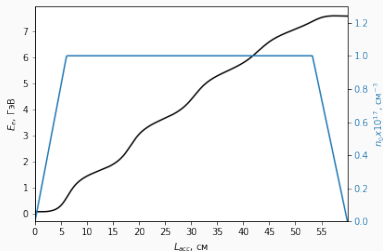


Расположение фокальной плоскости лазерного импульса при распространении в вакууме совпадает с началом однородной части канала.

Плотность электронов плазмы $n_0(\rho, \zeta)$ линейно нарастает на входе до $z = 5.77$ см и линейно убывала на выходе, начиная с $z = 55.27$ см.

Радиус канала линейно уменьшается от 398.5 мкм на входе и нарастает на выходе до 460.8 мкм, принимая постоянное значение 305.1 мкм от $z = 5.27$ до $z = 55.27$.

Ввод и вывод поляризованных электронов из ускорителя



Параметры электронного сгустка:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= 3.5 \text{ мкм}, \sigma_z = 0.5 \text{ мкм}, \\ \varepsilon_{x,n}^{(0)} &= \varepsilon_{y,n}^{(0)} = 0.132 \text{ мм мрад}, \\ E_{inj} &= 67.5 \text{ МэВ}, \\ \vec{P}_0 &= (0.28, -0.33, 0.9) \end{aligned}$$

Ускорение с учетом силы радиационного трения

Уравнения движения с учетом силы радиационного трения в форме Ландау-Лифшица^{1,2} и уравнения прецессии спина³:

$$\frac{d\vec{q}_{\perp}^{(n)}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z^{(n)}} \left(\vec{F}_{\perp} - \frac{2}{3} r_e \gamma \vec{F}_{\perp}^2 \vec{q}_{\perp}^{(n)} \right), \quad \frac{dq_z^{(n)}}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z^{(n)}} \left(F_z - \frac{2}{3} r_e \gamma \vec{F}_{\perp}^2 q_z^{(n)} \right), \quad (13)$$

$$\frac{d\vec{x}_{\perp}^{(n)}}{d\zeta} = \frac{\vec{q}_{\perp}^{(n)}}{q_z^{(n)}}, \quad \frac{d\xi^{(n)}}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\beta_z^{(n)}}, \quad (14)$$

$$\frac{d\vec{s}_{\perp}^{(n)}}{d\zeta} = \frac{s_z^{(n)}}{\beta_z^{(n)}} \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{F}_{\perp}, \quad \frac{ds_z^{(n)}}{d\zeta} = -\frac{1}{\beta_z^{(n)}} \left(\alpha_m + \frac{1}{\gamma} \right) (\vec{F}_{\perp} \cdot \vec{s}_{\perp}^{(n)}), \quad (15)$$

где $\vec{s}_{\perp}^{(n)} = (s_x^{(n)}, s_y^{(n)})$, $\vec{F}_{\perp} = (\partial\Phi/\partial\rho \cos\phi^{(n)}, \partial\Phi/\partial\rho \sin\phi^{(n)})$, $\vec{q}_{\perp}^{(n)} = (q_x^{(n)}, q_y^{(n)})$, $r_e \simeq 3 \times 10^{-13}$ [см] k_p – классический радиус электрона в k_p ,

¹ Ландау ЛД и Лифшиц ЕМ 1988 Теория поля

² Kostyukov I Y, Nerush E and Litvak A 2012 Phys. Rev. ST Accel. Beams 15 111001

³ Pugacheva D V and Andreev N E 2018 Quantum Electron. 48 291

Обобщенное Т-БМТ уравнение для динамики поляризации

Характерное нормированное на $1/\omega_p$ время радиационной поляризации: ¹

$$\frac{1}{T} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{\tilde{\alpha} \hbar^2 k_p^2}{m^2 c^2} \gamma^5 |\dot{\vec{\beta}}|^3, \quad (16)$$

где $\tilde{\alpha}$ – постоянная тонкой структуры, $\hbar$ – приведённая постоянная Планка.

Вероятность квантового перехода электрона с изменением проекции спина при излучении фотона в поле $\vec{B}$: ²

$$W = \frac{1}{T} \left(1 - \frac{2}{9} (\vec{s}\vec{\beta})^2 + \frac{8\sqrt{3}}{15|\dot{\vec{\beta}}|} (\vec{s}, \vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}}) \right), \quad (17)$$

при условии что $\gamma \gg 1$ и поле меняется слабо на траектории частицы за характерное время излучения τ_r :

$$\frac{|\dot{\vec{B}}| \tau_r}{|\vec{B}|} \ll 1, \quad |\dot{\vec{\beta}}| \tau_r \sim \frac{1}{\gamma}. \quad (18)$$

Динамика $\vec{s}$ с учетом усредненного влияния поля излученного фотона: ²

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{s} \times (a\vec{B}_R + \vec{B}_E) - \frac{1}{T} \left(\vec{s} - \frac{2}{9} (\vec{s}\vec{\beta}) \vec{s} + \frac{8}{5\sqrt{3}|\vec{F} - \vec{\beta}(\vec{F}\vec{\beta})|} \vec{\beta} \times \vec{F} \right), \quad (19)$$

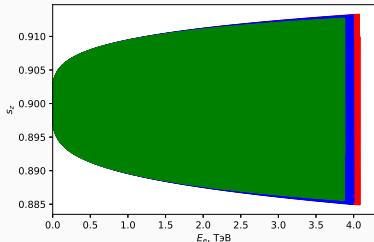
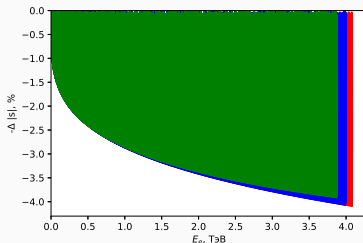
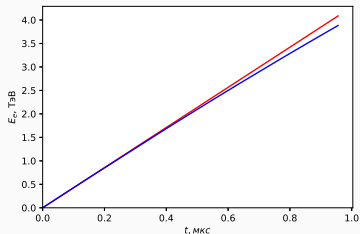
где $\vec{F} = \nabla\Phi + \vec{F}_{rad}$

¹Соколов А А и Тернов И М 1963 Доклады Академии наук 153 1052

²Байер ВН 1971 Успехи физических наук 105 441

Ускорение в заданных полях (умеренно нелинейный режим $F_r \simeq -0.075\rho$, $F_z \simeq 0.47$)

— Т-БМТ (5), $\vec{F}_{rad} = 0$; — Т-БМТ (5), $\vec{F}_{rad} \neq 0$; — обобщенное Т-БМТ (19), $\vec{F}_{rad} \neq 0$



Градиент ускоряющего поля: $E_{ac} \simeq 14$ ГэВ/м.
Характерное время радиационной поляризации:¹

$$\tilde{T} = \frac{10^{-7} \text{ с}}{E_e [\text{ГэВ}]^2 E_{ac} [\text{ТВ/м}]^3} \simeq 36 \text{ нс}, \quad (20)$$

для электронов с энергией $E_e \sim 1$ ТэВ.

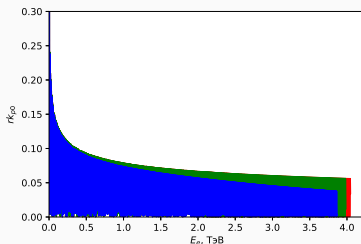
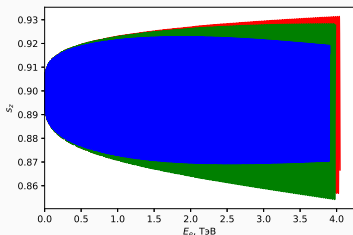
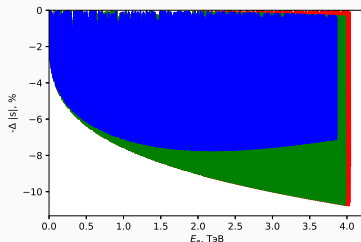
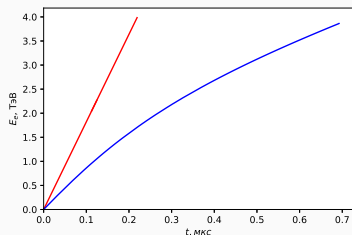
Начальные характеристики электрона:

$$r_0 = 0.5, \vec{q}_\perp = 0, \vec{s} = (0.28, -0.33, 0.9), \\ E_{inj} = 67.5 \text{ МэВ}$$

¹ Thomas J, Hutzen A, Lehrach A, Pukhov A and et al 2020 Phys. Rev. Accel. Beams 23 064401

Ускорение в заданных полях (сильно нелинейный режим $k_p r_L \simeq 2\sqrt{a_0} = 4$, $I_0 \simeq 3.5 \times 10^{19}$ ВТ/см², $P \sim 2.5$ ПВт, $\lambda_0 = 0.8$ мкм, $n_0 = 10^{17}$ см⁻³)

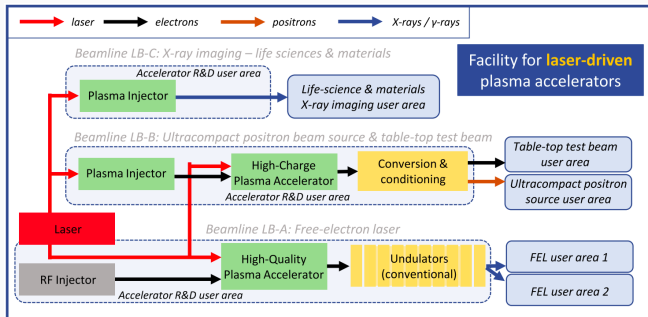
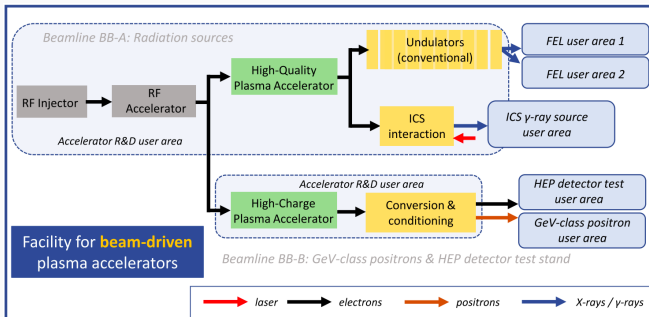
$F_r = 0.5\rho$, $F_z \simeq 2$, $E_{ac} \simeq 60$ ГэВ/м, $\tilde{T}_{p,e} \simeq 0.5$ нс для электронов с $E_e \sim 1$ ТэВ



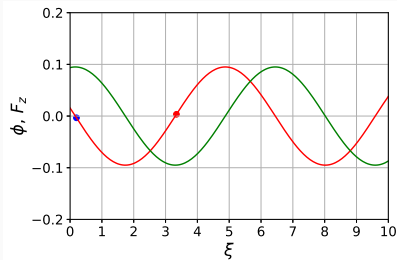
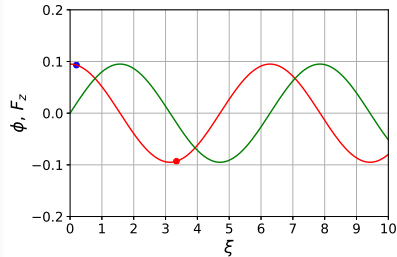
— Т-БМТ (5), $\vec{F}_{rad} = 0$; — Т-БМТ (5), $\vec{F}_{rad} \neq 0$; — обобщенное Т-БМТ (19), $\vec{F}_{rad} \neq 0$

- ◇ Предложенная модель позволяет самосогласованно рассчитывать динамику движения и поляризации тестовых частиц в кильватерном поле, генерируемом в плазменном канале мощным фемтосекундным лазерным импульсом в умеренно-нелинейном режиме
- ◇ Наибольший вклад в рост эмиттанса сгустка электронов при умеренно-нелинейном режиме ускорения вносит нелинейность фокусирующей силы по радиусу. Для минимизации влияния этого процесса на рост эмиттанса предлагается инжектировать пучок в окрестность оси ускорения с параметрами, обеспечивающими линейность фокусирующей силы кильватерного поля на масштабе колебаний среднеквадратичного радиуса сгустка.
- ◇ При характерных параметрах умеренно-нелинейного режима ускорительная фаза для позитронов укорачивается и максимальный прирост энергии уменьшатся по сравнению с электронами. Величина фокусирующей силы, действующей на частицы в точке инжекции в максимум ускоряющего поля, отличается для позитронных и электронных сгустков, что приводит к необходимости индивидуального подбора начальных согласованных параметров сгустков.
- ◇ При ускорении в плазменном канале с линейным изменением радиуса и плотности электронов плазмы на входе и выходе максимальную абсолютную величину деполяризации и эмиттанс сгустка возможно сохранить в процессе ускорения и вывода ускоренных электронов из канала. При вводе в канал эмиттанс электронного сгустка скачкообразно нарастает, а деполяризация совершает высокоамплитудные колебания, что однако не влияет на конечную величину деполяризации, но означает необходимость более тщательного подбора профиля плотности на входе в канал.
- ◇ Сила радиационного трения приводит к уменьшению деполяризации в 1.5 раза с уменьшением темпа ускорения и амплитуды бетатронных колебаний при ускорении до 4 ТэВ в модельных фокусирующих и ускоряющих полях, соответствующих сильно-нелинейному режиму ускорения, и не оказывает значительного влияния на деполяризацию в случае умеренно-нелинейного режима. Влияние эффекта Соколова-Тернова на процесс деполяризации электрона оказывается незначительным как для сильно-нелинейного, так и для умеренно-нелинейного режимов лазерно-плазменного ускорения.

Рассматриваемые схемы установки



Линейный режим ускорения электронных и позитронных пучков



Длина дефазировки:
 $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3 \simeq 41 \text{ см}$

Кильватерный потенциал:

$$\Phi = \Phi_0 e^{(-\rho^2/\rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right]$$

Действующие на электрон силы:

$$F_z = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} =$$

$$\Phi_0 e^{(-\rho^2/\rho_0^2)} \cos \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right],$$

$$F_r = \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} =$$

$$-2\Phi_0 \frac{\rho}{\rho_0^2} e^{(-\rho^2/\rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right],$$

Параметры лазерного импульса:

$$a = 0.5, \quad \tau_0 = 80 \text{ фс}, \quad \tau_0 = 50 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$$

Параметры плазменного канала:

$$R_{ch} = 123 \text{ мкм}, \quad k_p = 0.0982 \text{ мкм}^{-1}$$

Параметры кильватерного потенциала:

$$\Phi_0 = 0.095, \text{ характерный радиус } \rho_0 = 3.47$$

Фаза инжекции электронов и позитронов:

$$\xi_c^- = 0.2, \quad \xi_c^+ = 3.34$$