

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Объединенный институт высоких температур Российской академии наук» (ОИВТ РАН)

Представление на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 1.3.9 Физика плазмы

Моделирование и оптимизация лазерно-плазменных источников релятивистских частиц и гамма-излучения

Выступающий: И. Р. Умаров

Руководитель: д-р физ.-мат. наук, проф. Н. Е. Андреев

Москва, 2025

Содержание

- 1 Лазерно-плазменный инжектор
 - Введение
 - Теория
 - 3-х мерное PiC-моделирование
- 2 Лазерно-плазменное кильватерное ускорение
 - Введение
 - Оптимизация неоднородности ускоряющего поля
 - Моделирование многостадийного ускорения
- 3 Лазерно-плазменный источник гамма-излучения и вторичных частиц
 - Прямое лазерное ускорение
 - Конверсия

Лазерно-плазменные ускорители

Лазерно-плазменное ускорение

Классические ускорители частиц



Линейный ускоритель электронов SLAC,
 $L = 3,2 \text{ км}$, $\mathcal{E} = 50 \text{ ГэВ}$ $E_{\text{acc}} = 16 \text{ МВ/м}$

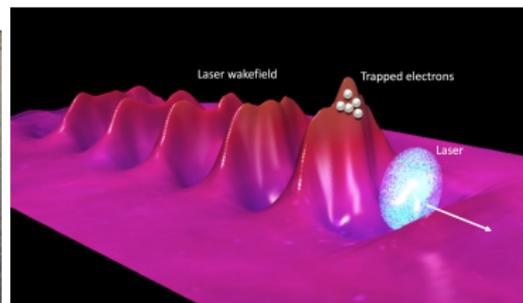


Ускоритель ионов CERN LHC,
 $L = 27 \text{ км}$, $\mathcal{E} = 7,5 \text{ ТэВ}$,
 $E_{\text{acc}} = 5 \text{ МВ/м}$

Малые ускоряющие поля \rightarrow большие размеры, высокая стоимость
Главное преимущество возможность создание ускоряющих полей на
несколько порядков больших, чем в классических ускорителях

Лазерно-плазменное ускорение

- Возбуждение кильватерной волны в плазме драйвером (лазерный импульс или сгусток высокоэнергетических заряженных частиц)
- Инжекция ускоряемого сгустка частиц в ускоряющую фазу этой волны
- Использование продольной компоненты электрического поля E_z кильватерной волны для ускорения, и поперечной компоненты электрического E_r и азимутальной компоненты магнитного B_θ полей для фокусировки



[Debus et al., Phys. Rev. X 9, 2019]

Лазерно-плазменный инжектор

Лазерно-плазменный инжектор

Инжекция — помещения сгустка в ускоряющую структуру:

- Внешняя инжекция
- **Внутренняя инжекция. Генерация сгустка**

Существует несколько различных механизмов захвата фоновых электронов плазмы в ускоряющую фазу:

- Инжекция за счет “внешних факторов”
 - Ионизационная инжекция
 - Инжекция при столкновении лазерных импульсов
 - Двухцветная инжекция
- **Инжекция на неоднородности профиля плазмы**

Цель:

- Подходящие параметры для следующих стадий ускорения:
 - Малые размеры
 - Малый разброс по энергии

Инжекция на неоднородности профиля плазмы

Одномерная теория ^a:

$$ct - ct_0 - \frac{cz_0}{V_{gr}} = I(z, z_0),$$
$$I(z, z_0) = \int_{z_0}^z \frac{dz}{\{1 - m^2 c^4 / [E_{os} - 2\pi e^2 n_0 (z - z_0)^2]\}^{0,5}},$$
$$ct_0 = I(-A_m, A_m), A_m = \left(\frac{E_{os} - mc^2}{2\pi e^2 n_0}\right)^{0,5}$$

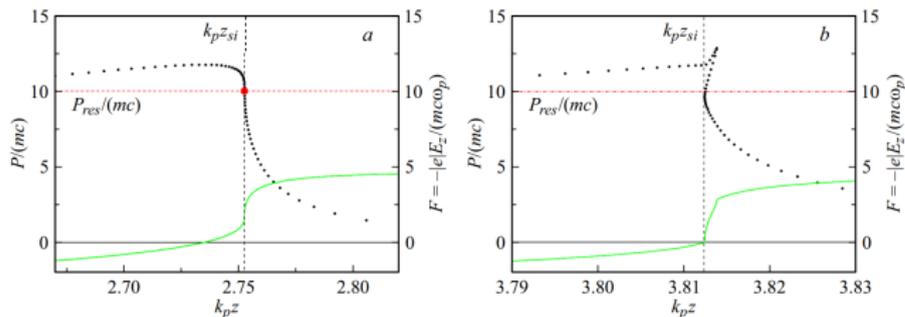
^a[Кузнецов, (2016, 2019, 2022)]

Траектории определяются:

- Энерг. электронов E_{os}
- Фазовой скоростью V_{ph}
- Концентрацией плазмы n_0

Критерий опрокидывания: $dZ|_{t_{cr}}/dz_0 = 0$.

Условие опрокидывания: $E_{th} = mc^2 / \sqrt{1 - V_{ph}^2/c^2}$



[Кузнецов, Письма в ЖТФ, 2019]

Меняя параметры лазерного импульса и плазмы можно регулировать размеры и заряд захваченного сгустка

РiС-метод

В РiС методе электромагнитные поля решаются на сетке с помощью уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E},$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{J},$$

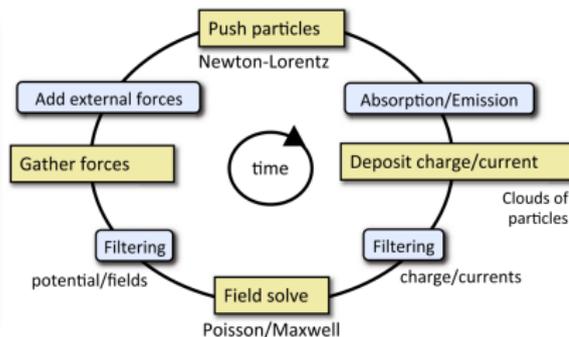
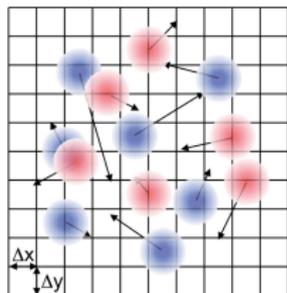
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$

Динамика заряженных частиц определяется силой Лоренца:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v},$$

$$\frac{d(\gamma\mathbf{v})}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$



[Vay, Reviews of Accelerator Science and Technology, 2016]

PiC-моделирование

Комплекс XCELS

Лазерный импульс[A1; A2]:

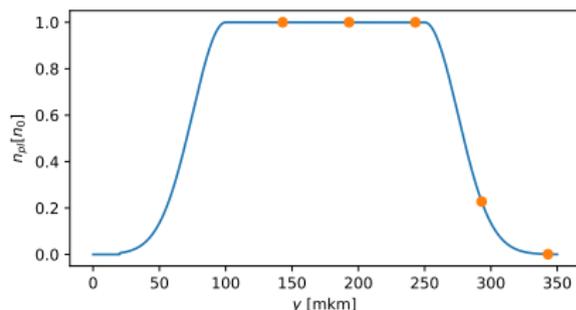
- $\tau_{FWHM} = 25$ фс
- $w = 40$ мкм
- $E_l = 102$ Дж
- $a_0 = 10.6$
- $\lambda = 1$ мкм

Плазма:

- Водородная плазма
- $n_0 = 1,72 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} = 0.0156 n_{cr}$
- Гауссовский профиль плазмы с плато длиной 150 мкм

Предсказания теории:

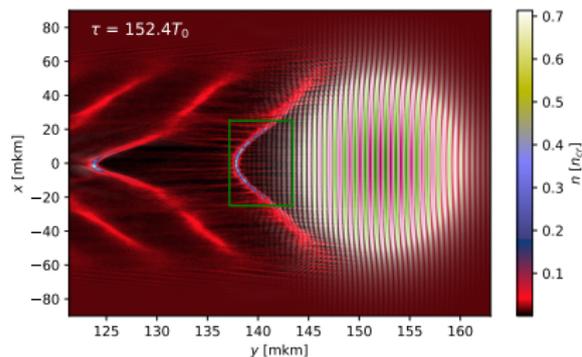
- $r_b = 5$ мкм
- $Q_b = 50$ пКл
- $2\Delta E_b/E = 10\%$



Моделирование:

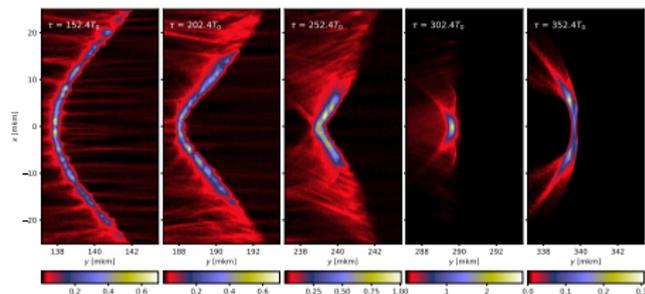
- PIConGPU
- $720\Delta x \times 1300\Delta y \times 720\Delta z$
- $\Delta x = \Delta z = \lambda/4$
- $\Delta y = \lambda/24$

Различия между теоретическими оценками и 3х-мерным моделированием

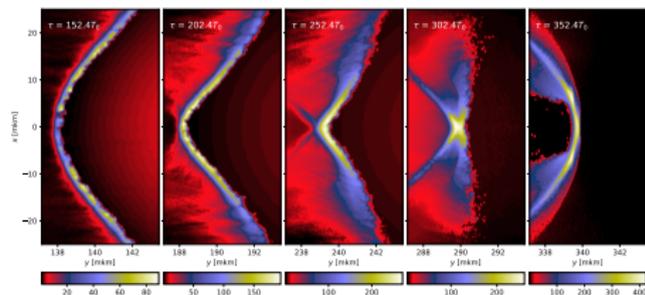


Плотность электронов.

- $r_b \approx 20$ мкм
- Сильная фокусировка \rightarrow
 $r \sim 1$ мкм, $l \sim 0,2$ мкм
- Эмиттанс ~ 100 мм · мрад



Плотность электронов в разные t .

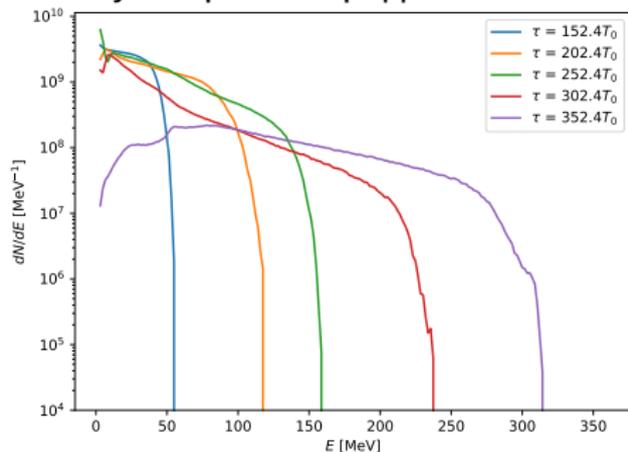


Энергия электронов в разные t .

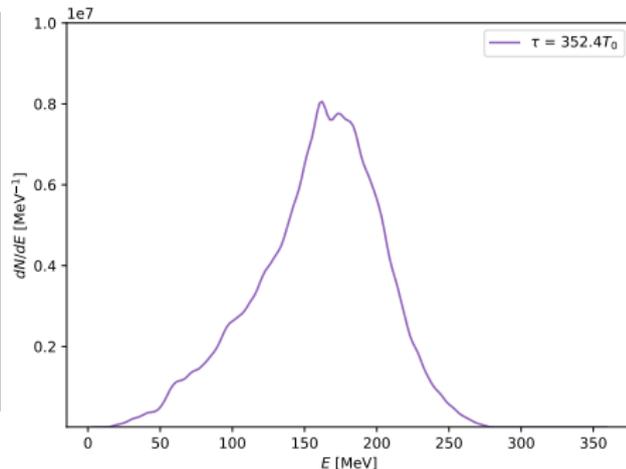
Различия между теоретическими оценками и 3х-мерным моделированием

- Намного больший разброс по энергии в сравнении с теорией
- Суммарный заряд ~ 3 нКл

- $r < 3$ мкм
- $\epsilon \approx 8$ мм · мрад
- $Q_b \sim 100$ пКл



Спектры при разных t



Спектр при $r < 3$ мкм, $t = 352T_0$

Лазерно-плазменный инжектор

- Показана необходимость 3-х мерного рассмотрения процесса генерации электронного сгустка при опрокидывании кильватерной волны на восходящем профиле плазмы.
- С помощью PIC-моделирования определены параметры генерирующихся субфемтосекундных электронных сгустков.

Лазерно-плазменный ускоритель

Кильватерное ускорение

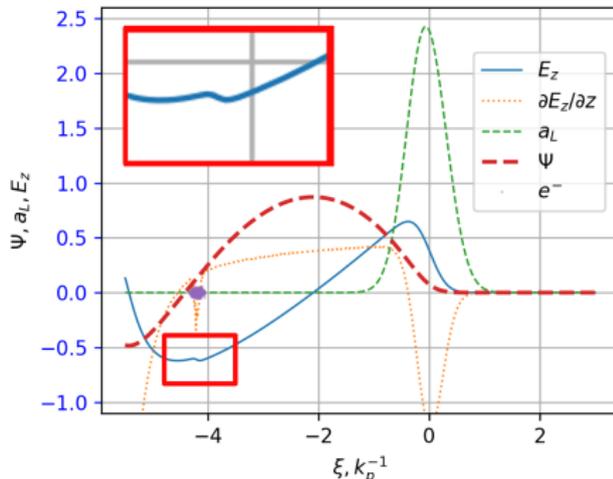
Кильватерное ускорение:

- $a_0 \sim 1$
- $n_e \ll n_{cr}$

Цель:

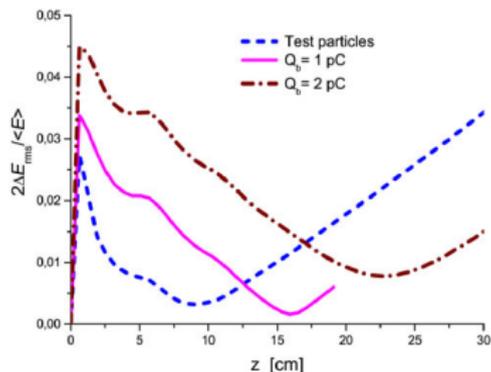
- Ускорение электронов до энергий 10–100 ГэВ
- Заряд ~ 100 пКл
- Сохранение разброса по энергии 1 %

Малый разброс по энергии ускоренного сгустка является критическим для многих приложений.



Эффект самовоздействия

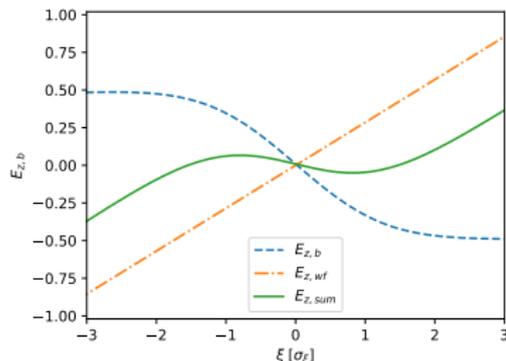
Эффект самовоздействия — влияние собственного заряда ускоряемого сгустка на ускоряющие поля[A3]:



[Andreev et al., Laser and Particle Beams, 2017]

Самовоздействие может иметь значительное влияние на разброс по энергии.

Оптимальный выбор параметров:



Все электроны сгустка испытывают примерно одну и то же ускоряющую силу

Оптимизация неоднородности ускоряющего поля

Эффект самовоздействия[Katsouleas et al., Part. Accel., 1987]:

$$E_{z,b}(\xi, r, \theta) = 2k_p^2 \times \int_{-\infty}^{\xi} d\xi' \int_0^{2\pi} d\theta' \\ \int_0^{\infty} K_0(k_p |\vec{r} - \vec{r}'|) \cos[k_p(\xi - \xi')] \rho_b(r', \xi', \theta) r' dr'$$

Минимизируем дисперсию суммарного ускоряющего поля:

$$\sigma_{E_{acc}}^2 \equiv \mathbb{E}[E_z^2(\xi, r)] - \mathbb{E}^2[E_z(\xi, r)] = \dots$$

$$E_z = E_{z,b} + E_{z,wf}$$

$$\mathbb{E}[A(\xi, r, \theta)] = \frac{1}{Q_b} \int A(\xi, r) \cdot \rho_b(\xi, r, \theta) dV$$

Рассмотрим случай:

$$\rho_b(\xi, r) = Q_b n_{||}(\xi) n_{\perp}(r).$$

Разделим на продольную и поперечную компоненты:

$$E_b(\xi, r) = 2Q_b k_p^2 Z_b(\xi) R_b(r)$$

$$E_{wf}(\xi, r) = Z_{wf}(\xi) R_{wf}(r)$$



$$\mathbb{E}[A(\xi)B(r)] = \dots Z[A(\xi)] \mathbb{R}[B(r)].$$

Оптимизация неоднородности ускоряющего поля

Тогда можно переписать выражение для дисперсии:

$$\begin{aligned} \mathbb{D}[E_z(\xi, r)] = & 4Q_b^2 k_p^4 (\mathbb{Z}[Z_b^2] \mathbb{R}[R_b^2] - \mathbb{Z}^2[Z_b] \mathbb{R}^2[R_b]) + \\ & + 4Q_b k_p^2 (\mathbb{Z}[Z_b Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b R_{wf}] - \mathbb{Z}[Z_b] \mathbb{Z}[Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b] \mathbb{R}[R_{wf}]) + \\ & + (\mathbb{Z}[Z_{wf}^2] \mathbb{R}[R_{wf}^2] - \mathbb{Z}^2[Z_{wf}] \mathbb{R}^2[R_{wf}]), \end{aligned}$$

Возьмем производную дисперсии по заряду и приравняем ее к 0. Получим для Q_b :

$$Q_b = \frac{-\mathbb{Z}[Z_b Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b R_{wf}] + \mathbb{Z}[Z_b] \mathbb{Z}[Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b] \mathbb{R}[R_{wf}]}{2k_p^2 (\mathbb{Z}[Z_b^2] \mathbb{R}[R_b^2] - \mathbb{Z}^2[Z_b] \mathbb{R}^2[R_b])},$$

Линейная аппроксимация поля на длине сгустка:

$$E_{z, wf}(\xi) = E_0 + E_1 \xi.$$

В таком случае выражение упрощается до:

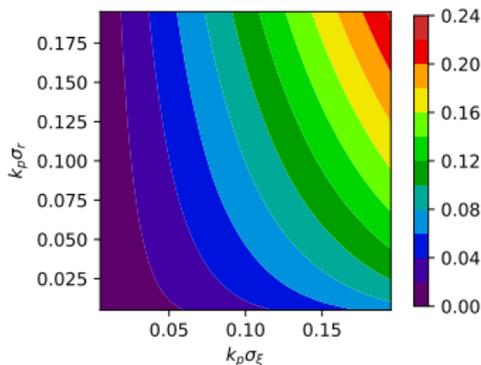
$$Q_b = \frac{-E_1 \mathbb{Z}[\xi \cdot Z_{wf}]}{2k_p^2 \mathbb{R}[R_b] (\mathbb{Z}[Z_b^2] - \mathbb{Z}^2[Z_b])},$$

Найдены оптимальные параметры для минимизации неоднородности поля

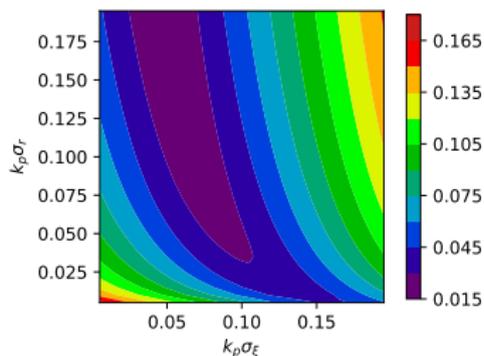
Гауссов сгусток:

$$n_{\perp}(\xi) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{0.5r^2}{\sigma_r^2}\right), n_{\parallel}(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{0.5\xi^2}{\sigma_z^2}\right)$$

- Больше размеры \rightarrow больше заряд
- Неопт. параметры \rightarrow неоднородность больше в несколько раз



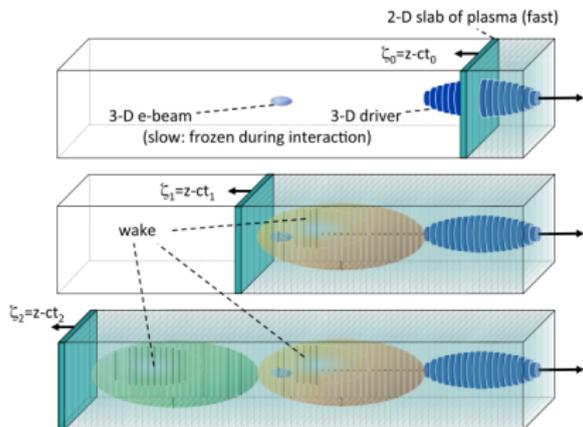
Норм. заряд $Q_b / (E_1 k_p^{-2})$



$\sigma_{E_{acc}}$ для $Q_b = 0.05 \times (E_1 k_p^{-2})$

Используется квазистатическое приближение

- Кильватерное ускорение: $L_{\text{acc}} \sim \text{см—м}$
- PiC: $\Delta t \sim \Delta x \lesssim \lambda_{\text{las}}/6 \rightarrow N_{\text{steps}} \sim 10^7$
- Квазистатическое приближение: $\tau_{\text{las}} \ll T_p \rightarrow$ Разделение эволюции лазера и плазмы
- $\Delta t_{\text{qs}} \gg \Delta t_{\text{PiC}}$
- Сопутствующая координата $\xi = z - ct$.
- $\lambda_{\text{las}} \ll \lambda_p$ и $r_1 \gg \lambda_{\text{las}} \rightarrow$ Рассмотрение через огибающую лазера и пондеромоторные силы



[Vay, Reviews of Accelerator Science and Technology, 2016]

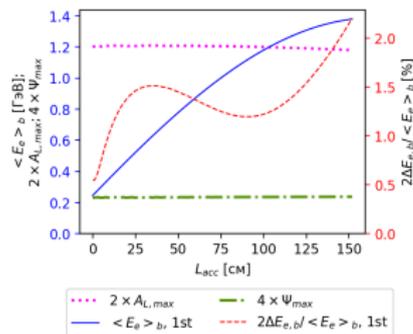
Согласие с результатами моделирования

Квазистат. PiC-код WAKE[Mora et al.,PoP,1987]. Параметры:

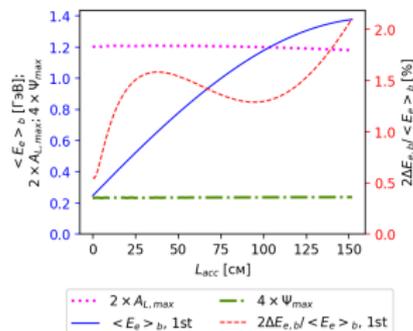
- $a = 0.6$
- $n_p = 4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$
- $k_p \sigma_\xi = 0,044$.
- $Q_b \in [0,5; 2,5] \text{ пКл}$

Выводы:

- Хорошее соответствие результатов моделирования и предсказаний теории
- Согласование параметров ускорения позволяет сохранять низкий разброс по энергии



$\sigma_r k_p = 0,044$. $Q_{\text{sim}} = 1,2 \text{ пКл}$, $Q_{\text{th}} \approx 1,1 \text{ пКл}$



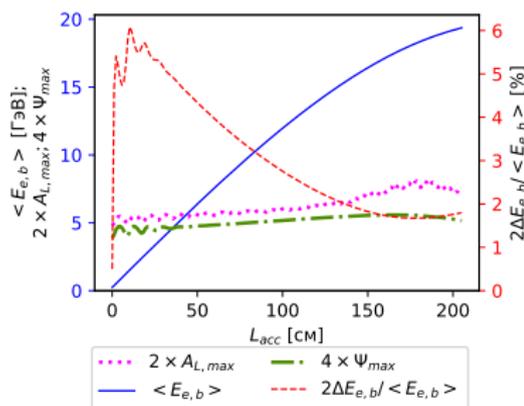
$\sigma_r k_p = 0,09$. $Q_{\text{sim}} = 1,6 \text{ пКл}$, $Q_{\text{th}} \approx 1,5 \text{ пКл}$

Многостадийное ускорение до энергии 40 ГэВ

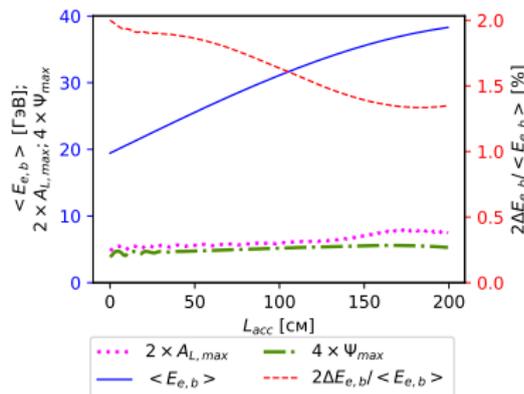
XCELS[A4]:

- $a_0 = 2,4$
- $\mathcal{E}_{\text{las}} = 88 \text{ Дж}$
- $I_{\text{las}} = 1 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$
- $Q_b = 70 \text{ пКл}$
- $k_p \sigma_\xi = k_p \sigma_r = 0.1$

- Темп ускорения 10 ГэВ/м
- Учет ЭС позволяет сохранить разброс по энергии на уровне 1–2 %



1-ая стадия



2-ая стадия

Лазерно-плазменное ускорение

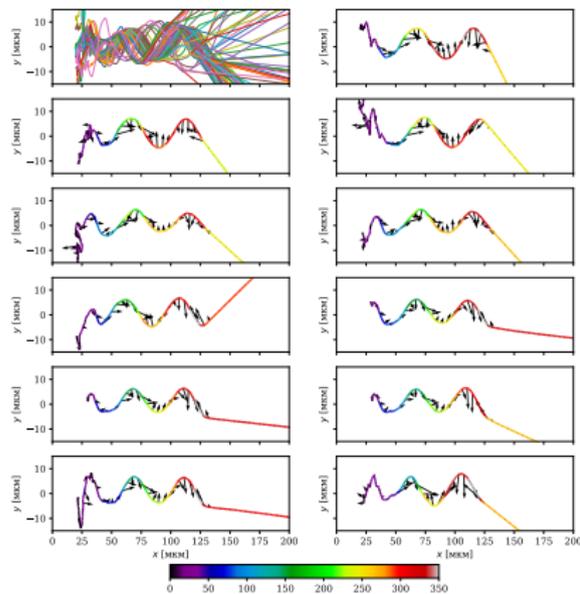
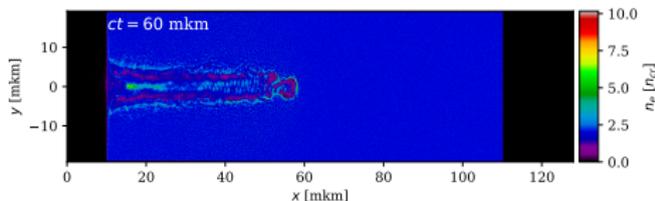
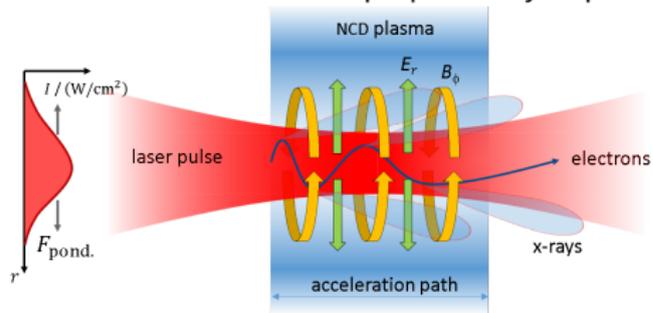
- Проведен анализ влияния эффекта самовоздействия на однородность ускоряющего поля при кильватерном ускорении.
- Методами полномасштабного PiC-моделирования с учетом эффекта самовоздействия найдены параметры многокаскадного лазерно-плазменного кильватерного ускорения сгустков электронов с зарядом 70 пКл до энергий нескольких десятков ГэВ, при которых обеспечиваются низкие значения разброса по энергии (на уровне 1 %).

Лазерно-плазменный источник гамма-излучения и вторичных частиц

Прямое лазерное ускорение (DLA)

- $a_0 \gg 1$
- $n_e \sim n_{cr}$
- Плазменный канал
- Резонанс: $\omega_\beta \approx \omega_{las}$
- $E_{las} \rightarrow E_e$

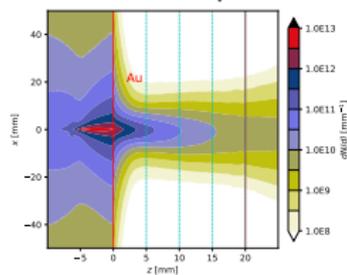
Схематическая иллюстрация DLA-ускорения.



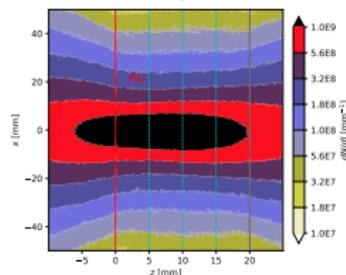
Конверсия энергии электронов во вторичное излучение

- Лазерно-плазменные стужки → источники вторичного излучения и частиц
- $E_e > 10$ МэВ → $dE_e/E_e = -dx/l_{\text{rad}}$

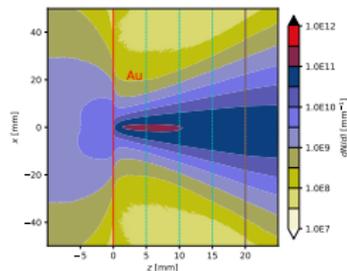
Налетающие DLA-электроны



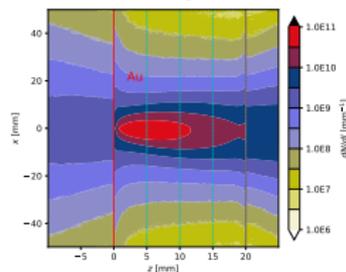
Нейтроны



Гамма-кванты



Позитроны



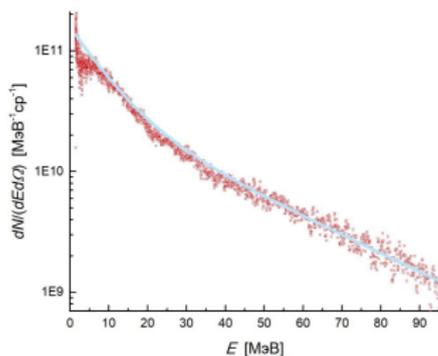
Совпадение результатов моделирования с экспериментом

Сквозное PiC → Geant4 моделирование

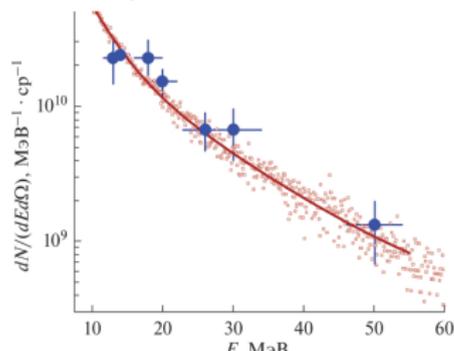
Установка PHELIX(Германия). Параметры[A5]:

- $E_L = 17,5$ Дж
- $I_L = 2,5 \cdot 10^{19}$ Вт/см²
- Пикосекундный лазерный импульс
- Ионизованная СНО-пена
- $n_0 = 0,65n_{cr}$
- $E_e/E_L = 17\%$ для $E_e > 7$ МэВ
- $E_{ph}/E_L \geq 2,4\%$ для $E_{ph} > 7$ МэВ

Спектры DLA-электронов



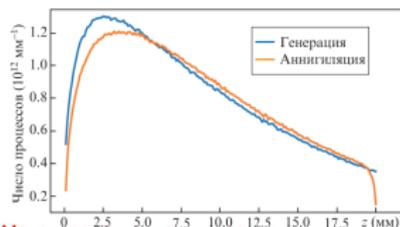
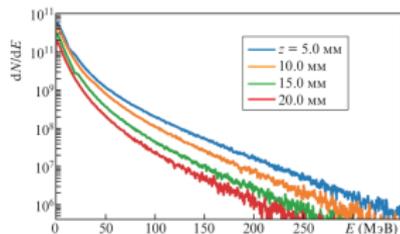
Спектры гамма-квантов



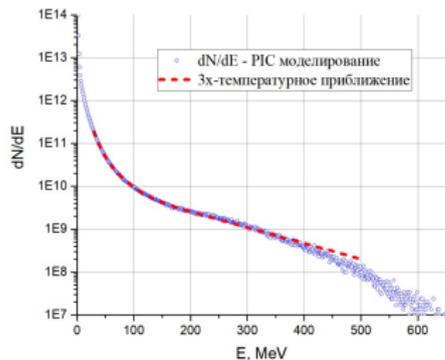
Моделирование для параметров XCELS

Комплекс XCELS. Параметры[A6]:

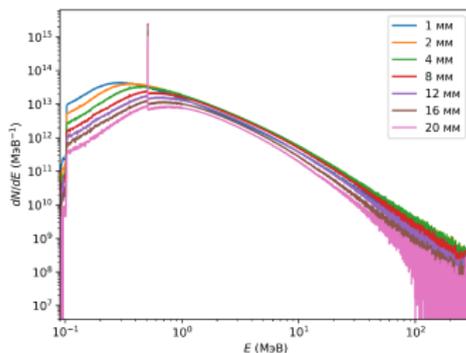
- $E_L = 150$ Дж
- $I_L = 4,1 \cdot 10^{21}$ Вт/см²
- $E_e/E_L = 56\%$ для $E_e > 7$ МэВ
- $E_{ph}/E_L \geq 3\%$ для $E_{ph} > 7$ МэВ
- $E_{pos}/E_L \approx 1\%$



Спектры DLA-электронов

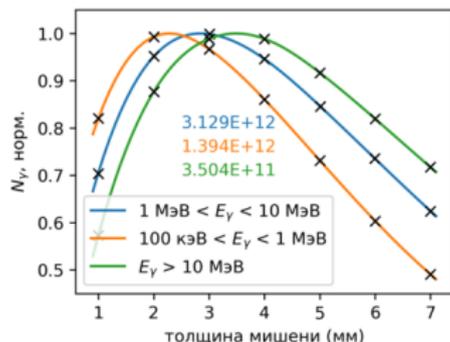


Спектры гамма-квантов

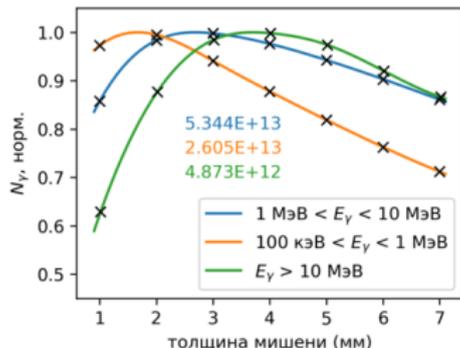


Найдена оптимальная толщина для выхода гамма-квантов

PHELIX



XCELS



h_{opt} (Au)

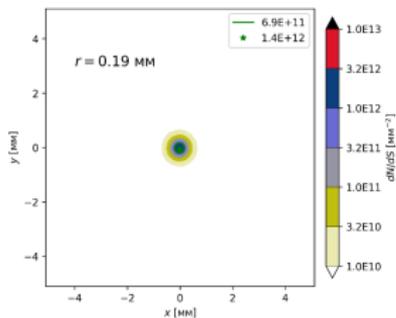
Диапазон энергии фотонов	Параметры лазерного импульса	
	$I_L = 2.5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ $E_L = 17.5 \text{ Дж}$	$I_L = 4.1 \times 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ $E_L = 150 \text{ Дж}$
100 кэВ < E < 1 МэВ	2 мм	2 мм
1 МэВ < E < 10 МэВ	3 мм	3 мм
10 МэВ < E < 100 МэВ	3 мм	4 мм

N_γ

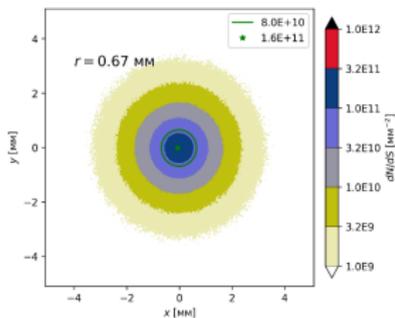
Диапазон энергии фотонов	Параметры лазерного импульса	
	$I_L = 2.5 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ $E_L = 17.5 \text{ Дж}$	$I_L = 4.1 \times 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ $E_L = 150 \text{ Дж}$
100 кэВ < E < 1 МэВ	1.38×10^{12} фотонов	2.62×10^{13} фотонов
1 МэВ < E < 10 МэВ	3.12×10^{12} фотонов	5.36×10^{13} фотонов
10 МэВ < E < 100 МэВ	3.46×10^{11} фотонов	5.1×10^{12} фотонов

Найдена оптимальная толщина для яркости источника

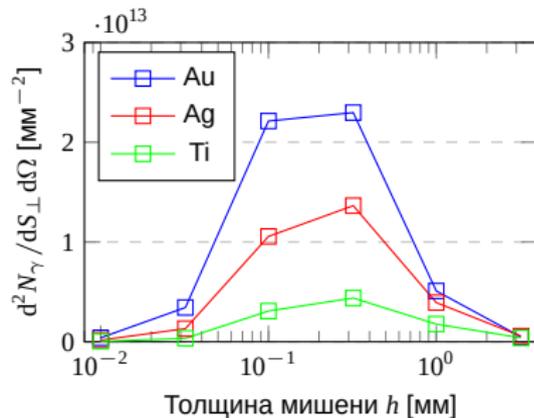
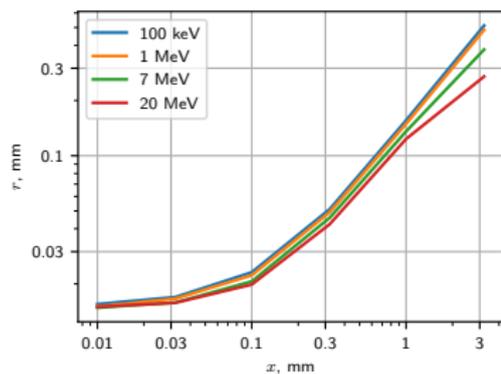
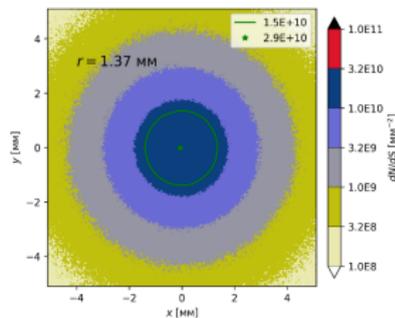
$h = 1 \text{ мм}$



$h = 4 \text{ мм}$



$h = 8 \text{ мм}$



Конверсия энергии электронов во вторичное излучение

- С помощью моделирования методами Монте-Карло проведена оптимизация материала и толщины конвертера источника гамма-квантов и вторичных частиц, основанного на взаимодействии релятивистских электронов, полученных при прямом лазерном ускорении, с мишенью-конвертером, для максимизации выхода гамма-квантов и повышения яркости источника.

Основные публикации I

- A1. Кузнецов, С. В. — Лазерно-плазменный инжектор сгустка электронов, генерируемого ультрарелятивистским лазерным импульсом. / — С. В. Кузнецов, И. Р. Умаров, Н. Е. Андреев // Вестник Объединенного института высоких температур. — 2022.
- A2. Кузнецов, С. В. — Лазерно-плазменный инжектор ультракороткого сгустка электронов. / — С. В. Кузнецов, И. Р. Умаров, Н. Е. Андреев // Квантовая Электроника. — 2023. — Вып. 3.
- A3. Умаров, И. Р. — Моделирование многостадийного лазерно-плазменного ускорения электронного сгустка с учётом эффекта обратного воздействия. / — И. Р. Умаров // Вестник Объединенного института высоких температур. — 2025.
- A4. Многокаскадное лазерно-плазменное ускорение ультракоротких сгустков электронов и позитронов. / — М. Е. Вейсман [и др.] // Квантовая Электроника. — 2023. — Вып. 2.

Основные публикации II

- A5. *Андреев, Н. Е.* — Интенсивные лазерные источники гамма-излучения и нейтронов на основе сильноточных пучков суперпандеромоторных электронов. / — Н. Е. Андреев, И. Р. Умаров, В. С. Попов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2023. — Вып. 8.
- A6. *Андреев, Н. Е.* — Яркие источники ультрарелятивистских частиц и гамма-квантов для междисциплинарных исследований. / — Н. Е. Андреев, И. Р. Умаров, В. С. Попов // Квантовая Электроника. — 2023. — Вып. 3.
- A7. *Умаров, И. Р.* — Влияние оптической ионизации на генерацию кильватерных полей фемтосекундными лазерными импульсами в неоднородной плазме. / — И. Р. Умаров, Н. Е. Андреев // Квантовая Электроника. — 2020. — Вып. 8.
- A8. *PIConGPU on Desmos Supercomputer: GPU Acceleration, Scalability and Storage Bottleneck.* / — L. Pugachev [et al.] // 8th Russian Supercomputing Days, RuSCDays 2022, Moscow, Russia, September 26–27, 2022, Revised Selected Papers. — 2022.

Участие в конференциях

- 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 2021
- XXXVII International Conference on Equations of State for Matter, Kabardino-Balkaria, Russia, 2022
- Russian Supercomputing Days, Moscow, Russia, 2022
- VI International Conference on Ultrafast Optical Science, Moscow, Russia, 2022
- XXXVIII Fortov International Conference on Interactions of Intense Energy Fluxes with Matter (ELBRUS 2023), Kabardino-Balkaria, Russia, 2023
- L International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Zvenigorod, Russia, 2023
- 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 2023
- VII International Conference on Ultrafast Optical Science, Moscow, Russia, 2023
- II школа для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц», Нижний Новгород, Россия, 2023
- XXI научная школа «Нелинейные Волны — 2024», Нижний Новгород, Россия, 2024
- 21th International Workshop "Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation Moscow, Russia, 2025
- XL Fortov International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Kabardino-Balkaria, Russia, 2025
- 67-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 2025

Аналитические оценки

Кильватерный потенциал	$ e \phi_{\max}/(mc^2) \approx \eta a_0$
Энергия электронов	$E_{\text{os}} = mc^2(1 + e \phi_{\max}/(mc^2))/2$
Длина захваченного сгустка	$\Delta z_{\text{tr}} = [(E_{\text{os}} - \gamma_{\text{ph}} mc^2)/(2\pi e^2 n_0)]^{0,5}$
Плотность заряда	$\sigma_{\text{tr}} \sim - e n_0 k_p^{-1} \sqrt{2(E_{\text{os}}/(mc^2) - \gamma_{\text{ph}})}$
Радиус сгустка	$r_b = w \sqrt{\Delta a/a_{\text{th}}}$
Величина заряда	$Q_{\text{th}} \approx \frac{40\sqrt{\eta a_{\text{th}}}}{\gamma_{\text{ph}}} \lambda [\text{мкм}] \left(\frac{\lambda}{w}\right) \left(\frac{r_b}{\lambda}\right)^3 [\text{пКл}]$
Разброс по энергии	$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\eta \Delta a}{\gamma_{\text{ph}} - 1}} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\eta a_{\text{th}}}{\gamma_{\text{ph}} - 1}} \frac{r_b}{w}$

Оптимизация неоднородности ускоряющего поля

Эффект самовоздействия[Katsouleas et al., Part. Accel., 1987]:

$$E_{z,b}(\xi, r, \theta) = 2k_p^2 \times \int_{-\infty}^{\xi} d\xi' \int_0^{2\pi} d\theta' \\ \int_0^{\infty} K_0(k_p |\vec{r} - \vec{r}'|) \cos[k_p(\xi - \xi')] \rho_b(r', \xi', \theta) r' dr'$$

Минимизируем дисперсию суммарного ускоряющего поля:

$$\sigma_{E_{acc}}^2 \equiv \mathbb{E}[E_z^2(\xi, r)] - \mathbb{E}^2[E_z(\xi, r)] = \dots$$

$$E_z = E_{z,b} + E_{z,wf}$$

$$\mathbb{E}[A(\xi, r, \theta)] = \frac{1}{Q_b} \int A(\xi, r) \cdot \rho_b(\xi, r, \theta) dV$$

Рассмотрим случай:

$$\rho_b(\xi, r) = Q_b n_{||}(\xi) n_{\perp}(r).$$

Разделим на продольную и поперечную компоненты:

$$E_b(\xi, r) = 2Q_b k_p^2 Z_b(\xi) R_b(r)$$

$$E_{wf}(\xi, r) = Z_{wf}(\xi) R_{wf}(r)$$



$$\mathbb{E}[A(\xi)B(r)] = \dots Z[A(\xi)] \mathbb{R}[B(r)].$$

Оптимизация неоднородности ускоряющего поля

Тогда можно переписать выражение для дисперсии:

$$\begin{aligned} \mathbb{D}[E_z(\xi, r)] = & 4Q_b^2 k_p^4 (\mathbb{Z}[Z_b] \mathbb{R}[R_b^2] - \mathbb{Z}^2[Z_b] \mathbb{R}^2[R_b]) + \\ & + 4Q_b k_p^2 (\mathbb{Z}[Z_b Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b R_{wf}] - \mathbb{Z}[Z_b] \mathbb{Z}[Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b] \mathbb{R}[R_{wf}]) + \\ & + (\mathbb{Z}[Z_{wf}^2] \mathbb{R}[R_{wf}^2] - \mathbb{Z}^2[Z_{wf}] \mathbb{R}^2[R_{wf}]), \end{aligned}$$

Средние характеристики сгустка ... Возьмем производную дисперсии по заряду и приравняем ее к 0. Получим для Q_b :

$$Q_b = \frac{-\mathbb{Z}[Z_b Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b R_{wf}] + \mathbb{Z}[Z_b] \mathbb{Z}[Z_{wf}] \mathbb{R}[R_b] \mathbb{R}[R_{wf}]}{2k_p^2 (\mathbb{Z}[Z_b^2] \mathbb{R}[R_b^2] - \mathbb{Z}^2[Z_b] \mathbb{R}^2[R_b])},$$

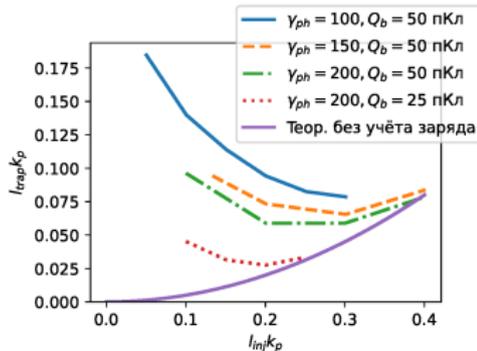
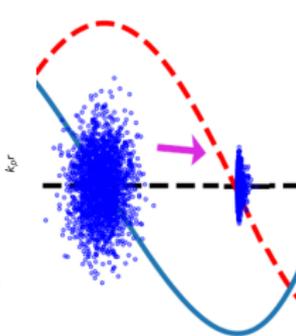
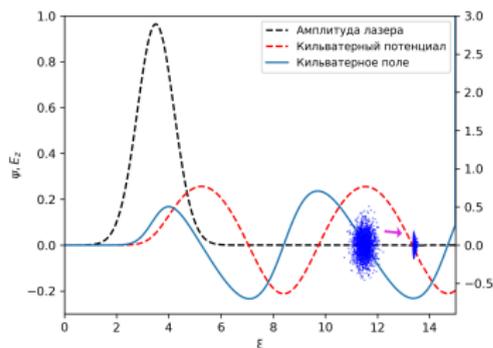
Предположим, что концентрация ускоряемого сгустка имеет гауссовскую форму, а изначальное поле можно аппроксимировать линейной функцией на длине сгустка:

$$\begin{aligned} n_{\perp}(\xi) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{0.5r^2}{\sigma_r^2}\right), \quad n_{\parallel}(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{0.5\xi^2}{\sigma_z^2}\right), \\ E_{z, wf}(\xi) = E_0 + E_1 \xi. \end{aligned}$$

Захват низкоэнергетического сгустка

Укорочение пучка при инъекции в максимум потенциала:

$$L_b = k_p L_{b,inj}^2 / 2 \cdot \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_{tr}^2} \right| \approx k_p L_{b,inj}^2 / 2$$



Эффект самовоздействия влияет на процесс захвата инжектируемого сгустка при инъекции в максимум кильватерного потенциала

Многостадийное ускорение. XCELS

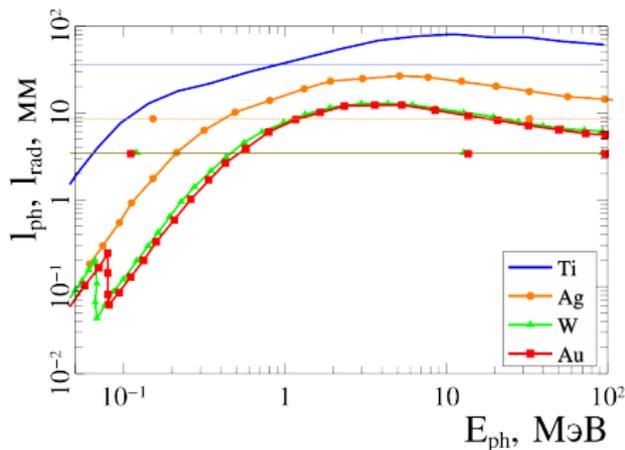
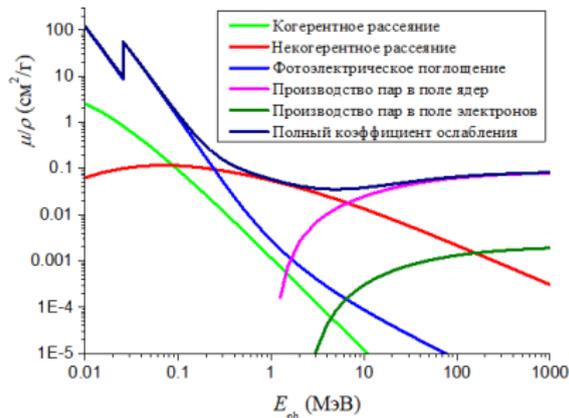
параметры		Значения
ЛИ	Пиковая интенсивность I_0 , Вт/см ²	$1 \cdot 10^{19}$
	Безразмерная напряженность поля a_0	2,4
	Мощность P , ПВт	1,3
	Длительность (*) τ_L , фс	62
	Энергия W , Дж	88
	Длина волны λ_0 , мкм	0,9
	Радиус фокального пятна r_0 , мкм	92
Плазма	Концентрация электронов $n_{e,0}$, см ⁻³	$3,4 \cdot 10^{16}$
электроны	Заряд сгустка электронов Q_b , пКл	70
	Безразмерная длина сгустка $k_p \sigma_\xi$	0,1
	Безразмерная ширина сгустка $k_p \sigma_r$	0,1
	Разброс по энергии $2\Delta E/E$	0,55 %

Генерация и поглощение гамма-квантов в материале

- Максимизация общего потока излучения
- Оптимизация размеров источника

Сравним генерацию и поглощение гамма-квантов в материале.

$$E_e > 10 \text{ МэВ} \rightarrow dE_e/E_e = -dx/l_{\text{rad}}$$

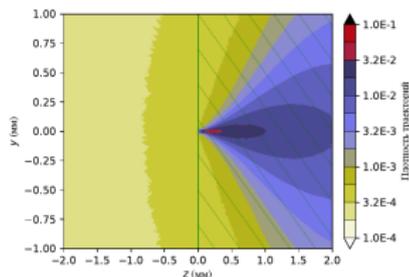
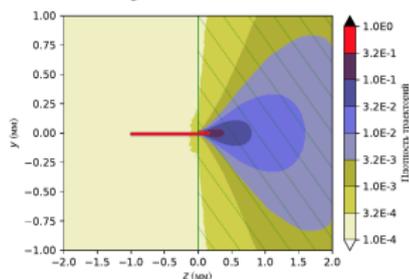


Описания моделирования

- Моделирование взаимодействия одного электрона с конвертером.
- Моделирование проводилось с помощью Geant4
- Статистика собиралась на основе 120000000 моделирований
- Материалы – Ti, Ag, W, Au
- Толщины – 0.1 мм, 0.3 мм, 1 мм, 3 мм, 10 мм
- Энергии электрона – 1 МэВ, 3 МэВ, 10 МэВ, 30 МэВ, 100 МэВ, 300 МэВ.

Траектории электронов и генерируемых фотонов при взаимодействии с серебряным конвертером.

$E_e = 10$ МэВ



Энергетические спектры гамма-квантов

- $\max(dN/dE) \sim f(Z_n)$.
- $dN/dE(\text{Au}) \approx dN/dE(\text{W})$
- Для $E_{ph} < 1$ МэВ
 $dN/dE \sim h^{-1}$, т.к. $l_{ph} < l_{rad}$
- $h_{opt} \sim l_{rad}$

