

## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Яркие источники ультрарелятивистских частиц  
и гамма-квантов для междисциплинарных исследований

Н.Е.Андреев, И.Р.Умаров, В.С.Попов

*Рассмотрена возможность генерации сильноточных пучков ультрарелятивистских электронов, ускоряемых в режиме прямого лазерного ускорения, и их применения в междисциплинарных исследованиях. Ключевые подходы основаны на результатах моделирования и выполненных экспериментах по взаимодействию релятивистски интенсивных лазерных импульсов с крупномасштабной плазмой околокритической плотности, созданной с использованием аэрогелей низкой плотности. Применение совокупности лазерных импульсов ЦИЭС (XCELS) позволит достичь эффективности генерации частиц (электронов, позитронов, протонов, нейтронов) и квантов жесткого излучения в диапазоне энергий в десятки МэВ, на порядки превышающие существующие рекордные значения.*

**Ключевые слова:** лазерно-плазменное взаимодействие, плазма с концентрацией, близкой к критической, прямое лазерное ускорение электронов, эффективные источники вторичного излучения и частиц.

## 1. Введение

Лазерные источники релятивистских электронов являются эффективным инструментом для генерации гамма-излучения МэВ диапазона [1–4], электрон-позитронных пар [5–7], бетатронного и терагерцевого излучения [7–15] и нейтронов [16, 17]. В случае хорошо направленных сильноточных пучков релятивистских электронов можно достичь экстремально высокой интенсивности таких источников и использовать их для приложений в радиологии [18, 19], ядерной физике [20] и для производства радиоизотопов [21, 22].

Важными для создания таких источников характеристиками пучков ускоренных электронов являются их энергетическое распределение, направленность и суммарный заряд. Одна из возможностей увеличения заряда электронного пучка свыше нескольких десятков нанокulon при сохранении энергии электронов от десятков до сотен МэВ заключается в использовании преимуществ релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой околокритической плотности (Near Critical Density, NCD) [23–33]; критическая концентрация электронов  $n_{cr} = m\omega_0^2/(4\pi e^2)$ ,  $m$ ,  $e$  и  $\omega_0$  – масса, заряд электронов и частота лазерного излучения. Квазигомогенная протяженная плазма субмиллиметровой длины с околокритической концентрацией электронов может создаваться воздей-

ствием на низкоплотный полимерный аэрогель отдельного наносекундного лазерного импульса с энергией  $\sim 1$  Дж и интенсивностью около  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [31, 32]. Кроме того, гидродинамически стабильная плазма с околокритической концентрацией электронов может быть получена при облучении аэрогеля толщиной около 1 мм мягким рентгеновским излучением [34].

Проведенные к настоящему времени эксперименты и полномасштабное 3D PIC-моделирование взаимодействия релятивистски интенсивных лазерных импульсов фемто- и пикосекундной длительности с протяженной NCD-плазмой [27–33] показали высокую эффективность ускорения электронов в режиме прямого лазерного ускорения (Direct Laser Acceleration, DLA) [26]. В режиме DLA электроны ускоряются не до сверхвысоких энергий ГэВ диапазона, а имеют больцмановские распределения и несут мегаамперные токи. Эффективная температура этих электронов может значительно превышать пондеромоторный потенциал, а максимальная энергия достигать сотен МэВ при заряде в несколько сотен нанокulon для энергий, превышающих 7 МэВ [31–33], в отличие от процесса кильватерного ускорения в плазменной волне (Laser Wake Field Acceleration, LWFA) [35], в котором генерируются квазимоноэнергетические сгустки электронов с относительно небольшим зарядом (десятки-сотни пикокулон) с энергиями в сотни и тысячи МэВ [36].

Для параметров лазерного импульса и плазмы, используемых в DLA-режиме, уже на начальном этапе взаимодействия под действием пондеромоторной силы происходит выталкивание электронов в поперечном по отношению к распространению импульса направлении. В результате образуется «ионный канал» с пониженной концентрацией электронов, в котором лазерный импульс может испытывать «изгибающую» неустойчивость и филаментацию на поздних этапах распространения [30]. Пондеромоторное выталкивание фоновых электронов плазмы из канала создает радиальное электростатическое поле, и в то же время ток ускоренных электронов генерирует азимутальное магнитное поле [26–31]. В этом

**Н.Е.Андреев, И.Р.Умаров.** Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 141701 Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: andreev@ras.ru

**В.С.Попов.** Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

случае ускорение электронов происходит в присутствии сильных квазистатических фокусирующих электрических и магнитных полей, генерируемых в плазме. Электроны захватываются внутри плазменного канала и испытывают бетатронные колебания в комбинированных квазистатических полях канала. Бетатронные колебания электронов, движущихся вдоль канала, могут попасть в резонанс со сдвинутой вследствие эффекта Доплера частотой лазерного излучения, что приводит к эффективной передаче энергии лазерного поля ускоряемым электронам, которые в дальнейшем могут быть использованы для создания интенсивных вторичных источников частиц и излучения [26–33].

Проект базируется на результатах моделирования и выполненных экспериментов по взаимодействию релятивистски интенсивных лазерных импульсов с крупномасштабной плазмой околосубкритической концентрации электронов, созданной с использованием аэрогелей низкой плотности. Применение совокупности лазерных импульсов ЦИЭС (XCELS) позволит достичь эффективности генерации частиц (электронов, позитронов, протонов, нейтронов) и квантов жесткого излучения в диапазоне энергий в десятки МэВ, на порядки превышающей существующие рекордные значения. Использование мишеней из аэрогелей в комбинации с фольгами и конвертерами из материала с большим зарядом ядра позволяет создать ультраяркие источники частиц и излучения для широкого круга междисциплинарных исследований [17]. Результатом оптимизации параметров мишени околосубкритической плотности для характеристик лазерных импульсов ЦИЭС с помощью полномасштабного численного моделирования будет создание высокоэффективных источников сильнооточных пучков ультрарелятивистских электронов и, на их основе, вторичных источников высокоэнергетических частиц и жесткого излучения с рекордными параметрами, недостижимыми другими методами.

## 2. Постановка эксперимента

Предполагаемые исследования по созданию ярких источников ультрарелятивистских частиц и гамма-квантов основаны на генерации сильнооточных пучков ультрарелятивистских электронов, ускоряемых в режиме DLA. Оптимизация DLA-процесса в направлении увеличения энергии и заряда пучка ускоренных электронов может осуществляться как подбором параметров мишени из твердотельных низкоплотных аэрогелей для создания протяженной плазмы околосубкритической плотности и выбором способа получения квазистационарной полностью ионизированной плазмы, так и варьированием интенсивности, длительности и остроты фокусировки основного лазерного импульса ультрарелятивистской интенсивности. Возможность использования нескольких лазерных импульсов ЦИЭС различной длительности и интенсивности позволит применить два ранее экспериментально реализованных способа создания из полимерного аэрогеля протяженной квазигомогенной плазмы заданной, в том числе околосубкритической, плотности: с помощью лазерно-иницированной сверхзвуковой волны ионизации [31, 32] либо при воздействии мягкого рентгеновского излучения, генерируемого в холрауме (holraum) с помощью нескольких (или одного) вспомогательных лазерных импульсов [34].

На основе низкоплотных полимерных аэрогелей будет создан универсальный тип мишеней, который может быть использован для реализации без перестройки лазерной установки различных источников частиц и квантов МэВ диапазона энергий для генерации сильнооточного пучка ультрарелятивистских электронов в режиме DLA. Неизменным элементом таких мишеней является низкоплотный полимерный аэрогель, который позволяет создать эффективные источники высокоэнергетических электронов, бетатронного и терагерцевого излучений [17]. Аэрогель, непосредственно контактирующий с тонкой фольгой, будет использоваться для генерации узконаправленного пучка протонов и эффективной генерации нейтронов в реакциях протонов с ядрами вещества конвертера. Комбинация аэрогеля с конвертерами из тяжелых металлов (Au, W) позволит создать яркие импульсные источники гамма-излучения с эффективной температурой в десятки МэВ и позитронов. В этой же конфигурации может быть получена чрезвычайно эффективная генерация нейтронов в фотоядерных реакциях. Результаты уже проведенных экспериментов и моделирования продемонстрировали рекордную конверсию энергии лазерного импульса в энергию высокоэнергетических частиц и квантов излучения для всех перечисленных источников на основе ускоренных в режиме DLA электронов при использовании указанных мишеней из полимерных аэрогелей низкой плотности [17, 31–33].

Ниже приведены результаты моделирования взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного импульса с плазмой околосубкритической концентрации, генерации тормозного рентгеновского излучения и позитронов в золотом конвертере электронами, ускоренными в DLA-режиме. Определена эффективность преобразования энергии лазерного импульса в электроны, гамма-излучение и позитроны.

## 3. Моделирование эксперимента

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околосубкритической плотности проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL [37] для параметров лазерного излучения и геометрии взаимодействия, отвечающих предлагаемому эксперименту по проекту ЦИЭС. Энергия сфокусированного лазерного импульса, который предполагался гауссовым по времени и по радиусу, составляла 300 Дж. При этом 150 Дж локализовано в FWHM-пятне с диаметром  $D_{\text{FWHM}} = 10$  мкм. Длительность импульса  $\tau_{\text{FWHM}}$  составляла 60 фс, что соответствует пиковой интенсивности  $I_0 = 4.1 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и безразмерной амплитуде лазерного импульса  $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_0) = 55$ , где  $E_y$  – амплитуда напряженности электрического поля лазерного импульса,  $c$  – скорость света.

Однородная плазма состояла из полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода и электронов с концентрацией  $n_e = 1.0 n_{\text{cr}}$ . Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетат целлюлозы C<sub>12</sub>H<sub>16</sub>O<sub>8</sub> (см., напр., [38]). Область моделирования имела размеры 430 × 85 × 85 мкм. Первые 10 и последние 20 мкм из общего пространства 430 мкм в направлении  $x$  (направление распространения лазерного импульса) изначально были свободны от плазмы. Размеры вычислительной ячейки составляли 0.1 мкм вдоль оси  $x$  и

0.35 мкм вдоль осей  $y$  и  $z$ . Число частиц на ячейку при моделировании равно четырем для электронов и единице для ионов каждого типа. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

На рис.1 показаны результаты моделирования энергетических спектров ускоренных электронов, вылетевших за время взаимодействия из расчетной области  $ct = 760$  мкм, где  $t$  – время, отсчитываемое от момента, когда максимум лазерного импульса находится на левой границе мишени. Обращает на себя внимание, что максимальная энергия электронов более чем на порядок превышает пондеромоторный потенциал. Заметен также значительный рост эффективной температуры и числа ускоренных электронов с энергией, превышающей 100 МэВ. Трехтемпературное приближение полученного при моделировании спектра (пунктирная кривая на рис.1) характеризуется значениями эффективных температур  $T_1 = 8.3$  МэВ,  $T_2 = 22.7$  МэВ и  $T_3 = 118$  МэВ.

Рис.2 демонстрирует угловое распределение ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области с энергиями, превышающими 7 и 40 МэВ. Очевиден рост

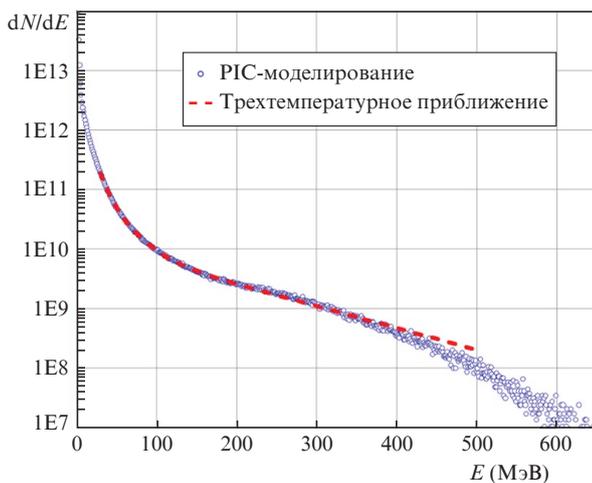


Рис.1. Спектр ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области за все время взаимодействия, полученный в PIC-моделировании (кружки), и его трехтемпературное приближение (пунктирная кривая).

направленности ускоренных электронов с увеличением энергии вылетевших электронов.

В табл.1 приведены характеристики ускоренных электронов как для параметров лазерного импульса в проекте XCELS, так и для параметров работающей в настоящее время установки PEARL ( $D_{FWHM} = 4.12$  мкм,  $\tau_{FWHM} = 60$  фс,  $I_0 = 1.2 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $a_0 = 30$ ) [33]. Отметим, что указанная в табл.1 энергия лазерного импульса этих установок характеризует энергию, содержащуюся в FWHM-пятне фокусировки, т.е. половину полной энергии импульса (при гауссовом распределении интенсивности в фокальном пятне).

Сравнение результатов, полученных для параметров установок PEARL и XCELS, показывает, что эффективность преобразования энергии лазера в ультрарелятивистские электроны растет с ростом энергии и интенсивности лазерного импульса и для параметров XCELS десятикратно превышает эффективность преобразования в электроны с энергией больше 100 МэВ по сравнению с параметрами PEARL. При этом число ускоренных электронов растет пропорционально энергии лазерного импульса, и для параметров XCELS заряд электронов с энергией  $E > 7$  МэВ достигает 3 мкКл, а с энергией  $E > 30$  МэВ – 0.6 мкКл.

Для анализа характеристик рентгеновского излучения, получаемого при взаимодействии пучков релятивистских электронов с конвертером из металла с большим зарядом ядра, проведено моделирование с помощью пакета GEANT4 [39] с использованием физического списка (Physics List) Shielding с замененным списком электромагнитной физики на EM Opt4. Данные получены суммированием результатов 12 подобных моделирований. Ниже приведены результаты моделирования генерации тормозного рентгеновского излучения в золотом конвертере пучком электронов, ускоренных в DLA-режиме в протяженной мишени околоритической плотности. Конвертер состоял из золотых пластин толщиной 5–20 мм.

На рис.3 показано пространственное распределение гамма-квантов с энергией более 7 МэВ, генерируемых в конвертере из золота пучком ускоренных DLA-электронов с характеристиками, полученными в PIC-моделировании (см. рис.1 и 2); соответствующие спектры гамма-квантов, генерируемых в золотых пластинах разной толщины, представлены на рис.4.

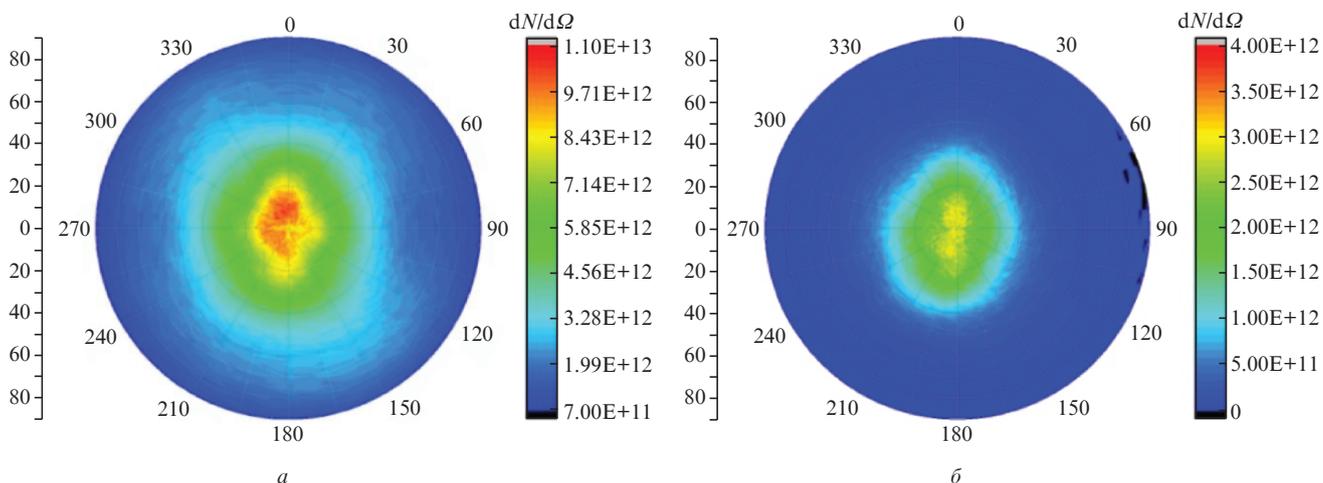


Рис.2. Угловое распределение (в единицу телесного угла) ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области с энергиями, превышающими 7 (а) и 40 МэВ (б).

Табл.1. Конверсия энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов.

Параметры	Диапазон энергий	PEARL (7.5 J) $n_e = 2.0n_{cr}$	PEARL (7.5 J) $n_e = 1.0n_{cr}$	XCELS (150 J) $n_e = 1.0n_{cr}$
Число электронов на 1 Дж лазерного импульса	$E > 3$ МэВ	$3.4 \times 10^{11}$	$3.5 \times 10^{11}$	$3.1 \times 10^{11}$
	$E > 7$ МэВ	$1.7 \times 10^{11}$	$1.5 \times 10^{11}$	$1.4 \times 10^{11}$
	$E > 30$ МэВ	$1.7 \times 10^{10}$	$1.7 \times 10^{10}$	$2.5 \times 10^{10}$
	$E > 100$ МэВ	$2.3 \times 10^8$	$7.5 \times 10^8$	$5.0 \times 10^9$
	$E > 300$ МэВ	0	0	$6.5 \times 10^8$
Полный заряд (нКл)	$E > 3$ МэВ	408	420	7340
	$E > 7$ МэВ	203	180	3374
	$E > 30$ МэВ	22	20	592
	$E > 100$ МэВ	0.3	0.9	120
	$E > 300$ МэВ	0	0	16
Доля энергии лазерного импульса, переданная электронам (%)	$E > 3$ МэВ	57	56	68
	$E > 7$ МэВ	44	41	56.5
	$E > 30$ МэВ	13	13.5	31
	$E > 100$ МэВ	0.43	1.6	15.6
	$E > 300$ МэВ	0	0	3.9

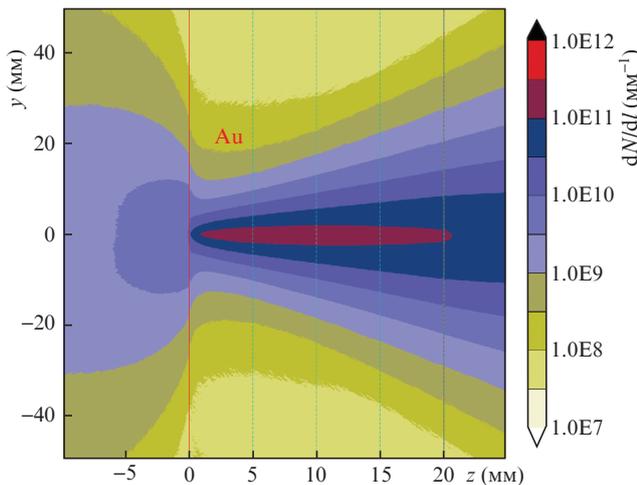


Рис.3. Пространственное распределение гамма-квантов с энергией больше 7 МэВ, генерируемых в конвертере из золота толщиной 20 мм.

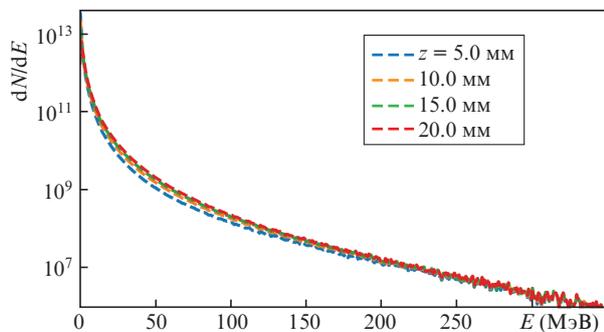


Рис.4. Спектры гамма-квантов, генерируемых DLA-электронами в золотых пластинах разной толщины z.

Согласно результатам расчетов, приведенным в табл.2, конверсия лазерной энергии в гамма-излучение с энергиями фотонов больше 7 МэВ (область гигантского дипольного резонанса в фотоядерных реакциях) превышает более чем на порядок величину 0.2%, полученную

при прямом облучении лазером золотого конвертера на установках Vulcan [2] и NOVA [40].

Жесткое рентгеновское излучение с энергией квантов больше 1 МэВ, генерируемое в конвертере, образует электрон-позитронные пары в поле ядер вещества мишени. На рис.5 представлены результаты моделирования пакетом GEANT4 генерации позитронов при взаимодействии

Табл.2. Гамма-излучение XCELS (толщина конвертера 20 мм).

Диапазон энергий	Число гамма-квантов	Конверсия лазерной энергии в $\gamma$ -излучение (%)	Расходимость $\gamma$ -излучения (град) ( $1/2 \theta_{FWHM}$ )
$E > 1$ МэВ	$1.1 \times 10^{13}$	5.22	$\sim 26$
$E > 7$ МэВ	$1.6 \times 10^{12}$	2.63	$\sim 20$
$E > 30$ МэВ	$1.3 \times 10^{11}$	0.73	$\sim 15.5$
$E > 100$ МэВ	$7.8 \times 10^9$	0.12	$\sim 12$
$E > 300$ МэВ	$1.2 \times 10^8$	менее 0.01	–

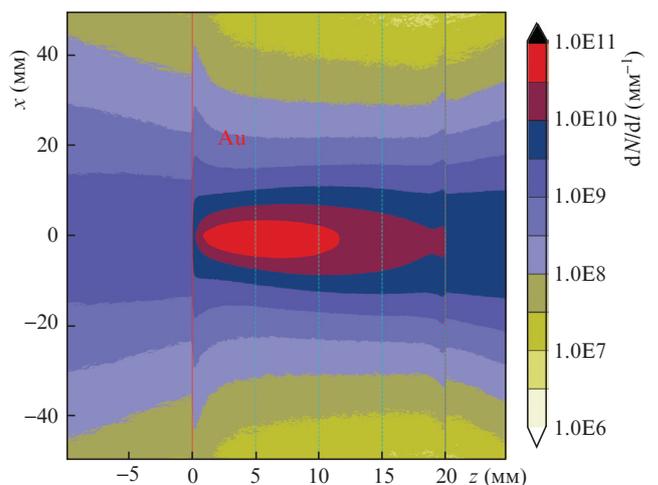


Рис.5. Пространственное распределение позитронов с энергией больше 1 МэВ, генерируемых в конвертере из золота, в зависимости от его толщины.

с Au-конвертером DLA-электронов с характеристиками, полученными в PIC-моделировании (см. рис.1 и 2).

На рис.6 показано энергетическое распределение позитронов, вылетающих из слоев конвертера различной толщины. Отметим, что моделирование GEANT4 не учитывает поле разделения зарядов на задней границе конвертера, создаваемое высокоэнергетичными электронами, которое привело бы к ускорению позитронов в режиме TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) и их более высоким энергиям [41]. Общее число позитронов при толщине конвертера  $z = 5$  мм достигает  $6.5 \times 10^{11}$ , а заряд – 104 нКл. При этом толщина конвертера  $z = 5$  мм соответствует оптимальной толщине для генерации позитронов с точки зрения баланса генерации и аннигиляции электрон-позитронных пар (рис.7). Как видно из рис.7, на котором приведены зависимости числа процессов генерации и аннигиляции  $e^+e^-$ -пар от глубины прохождения в материале, нормированного на глубину прохождения, оптимальная толщина находится на отметке  $z \approx 6$  мм, после которой число позитронов начинает монотонно падать.

Даже без учета TNSA-постускорения эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию пучка позитронов достигла 1%. Это в 10 раз выше, чем эффективность преобразования, полученная при моделировании QED-PIC в случае сверхинтенсивного лазерного импульса 10-петаваттного класса ( $4 \times 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_0 = 540$ ),  $E_{\text{las}} = 60$  Дж,  $\tau_{\text{las}} = 15$  фс) [42].

Фокусировка на низкоплотную мишень нескольких 10-петаваттных лазерных импульсов XCELS (без необходимости жесткой синхронизации по времени и области

фокусировки) позволит увеличить интенсивность источников частиц и квантов жесткого излучения пропорционально суммарной энергии лазерных пучков. В частности, как следует из приведенных результатов моделирования, используя 10 пучков XCELS, можно получить пучок позитронов с рекордным зарядом в 1 мкКл.

## 4. Заключение

Представленные результаты полномасштабного 3D PIC-моделирования для параметров 10-петаваттных лазерных импульсов XCELS, как и проведенные к настоящему времени эксперименты по взаимодействию релятивистски интенсивных лазерных импульсов фемто- и пикосекундной длительности с протяженной NCD-плазмой, показали высокую эффективность ускорения электронов в режиме прямого лазерного ускорения и генерацию сильноточных узконаправленных пучков ультрарелятивистских электронов.

Полученное число ускоренных электронов с энергией  $E > 30$  МэВ в расчете на 1 Дж полной энергии лазерного импульса, равное 2 нКл/Дж (см. табл.1), близко к соответствующему значению 1.7 нКл/Дж, полученному в работе [43] для мишени с концентрацией электронов  $n_e = 0.1 n_{cr}$  при существенно меньшей энергии лазерного импульса (4 Дж, 30 фс,  $a_0 = 24$  при FWHM-размере фокального пятна 4 мкм). При этом с ростом энергии и интенсивности лазерного импульса (16 Дж,  $a_0 = 48$ ) число ускоренных электронов с  $E > 30$  МэВ, полученное в работе [44], падает примерно до 1 нКл/Дж. Важной характеристикой рассмотренного нами режима ускорения электронов является рост эффективности преобразования энергии лазерного импульса в ультрарелятивистские электроны с ростом как энергии, так и интенсивности лазерного импульса (табл.1).

На основе низкоплотных полимерных аэрогелей, предложен универсальный тип мишеней, который может быть использован для создания различных источников частиц и квантов МэВ диапазона энергий без перестройки параметров лазерной установки. Моделирование с использованием пакета GEANT4 показывает рекордную эффективность генерации гамма-квантов и позитронов с энергиями до сотен МэВ. Отметим, что полученный нами коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в энергию гамма-квантов с энергией  $E > 1$  МэВ, равный  $\sim 5\%$  (табл.2), совпадает с полученным в работе [45], однако для существенно меньшей энергии лазера, 16 Дж ( $a_0 = 48$ ). При этом найденное нами число позитронов на 1 Дж энергии лазерного импульса, составившее  $\sim 2 \times 10^9$ , совпадает с указанным в работе [45] значением для еще меньшей энергии лазера, а именно для 4 Дж ( $a_0 = 24$ ).

Интенсивные пучки гамма-квантов и позитронов могут найти применение в различных областях исследований, включая ядерную физику, лабораторную астрофизику, радиоонкологию и многие другие. Увеличение числа используемых лазерных импульсов XCELS, фокусируемых на низкоплотную мишень, приведет к пропорциональному увеличению заряда пучков электронов и позитронов и потока гамма-квантов до недостижимых другими методами значений.

Работа поддержана Комплексной программой развития атомной науки, техники и технологий до 2024 г., проект ИПФ РАН (№ 075-03-2022-047).

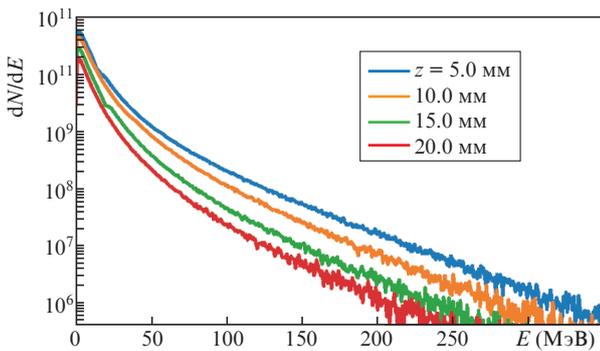


Рис.6. Спектры позитронов, генерируемых DLA-электронами в золотых пластинах разной толщины  $z$ .

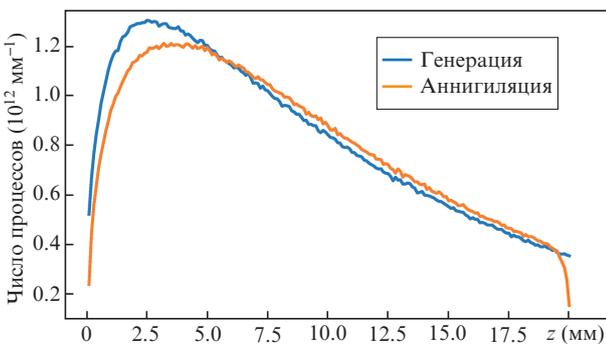


Рис.7. Число процессов генерации и аннигиляции электрон-позитронных пар в зависимости от длины прохождения в материале, нормированное на длину прохождения.

1. Wang T., Ribeyre X., Gong Z., Jansen O., d'Humières E., Stutman D., Toncian T., Arefiev A. *Phys. Rev. Appl.*, **13** (5), 054024 (2020).
2. Norreys P.A., Santala M., Clark E., Zepf M., Watts I., Beg F., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E., Fang X., Graham P., McCanny T., Singhal R.P., Ledingham K., Cresswell A., Sanderson D., Maghill J., Machecek A., Wark J., Neely D. *Phys. Plasmas*, **6** (5), 2150 (1999).
3. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E., Henry E.A., Johnson J.S., Key M.H., Koch J.A., Langdon A.B., Lasinski B.F., Lee R.W., Mackinnon A.J., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Roth M., Sangster T.C., Singh M.S., Snavely R.A., Stoyer M.A., Wilks S.C., Yasuike K. *Phys. Plasmas*, **7**, 2076 (2000).
4. Gu Y.-J., Jirka M., Klimo O., Weber S. *Matter Radiat. at Extremes*, **4**, 064403 (2019).
5. Zhu X.-L., Yu T.-P., Sheng Z.-M., Yin Y., Turcu I.C.E., Pukhov A. *Nat. Commun.*, **7**, 13686 (2016).
6. Ridgers C.P., Brady C.S., Ducloux R., Kirk J.G., Bennett K., Arber T.D., Robinson A.P.L., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (16), 165006 (2012).
7. Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K.A. *Nat. Photonics*, **7**, 680 (2013).
8. Koenig S., Lopez-Diaz D., Antes J., Boes F., Henneberger R., Leuther A., Tessmann A., Schmogrow R., Hillerkuss D., Palmer R., Zwick T., Koos C., Freude W., Ambacher O., Leuthold J., Kallfass I. *Nat. Photonics*, **7**, 977 (2013).
9. Herzer S., Woldegeorgis A., Polz J., Reinhard A., Almassarani M., Beleites B., Ronneberger F., Grosse R., Paulus G. G., Hübner U., May T., Gopal A. *New J. Phys.*, **20**, 063019 (2018).
10. Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **10**, 4818 (2003).
11. Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (13), 135004 (2004).
12. Rouse A., Phuoc K.T., Shah R., Pukhov A., Lefebvre E., Malka V., Kiselev S., Burgy F., Rousseau J.-P., Umstadter D., Hulin D. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (13), 135005 (2004).
13. Cipiccia S., Islam M.R., Ersfeld B., Shanks R.P., Brunetti E., Vieux G., Yang X., Issac R.C., Wiggins S.M., Welsh G.H., Anania M.-P., Maneuski D., Montgomery R., Smith G., Hoek M., Hamilton D.J., Lemos N.R.C., Symes D., Rajeev P.P., Shea V.O., Dias J.M., Jaroszynski D.A. *Nat. Phys.*, **7**, 867 (2011).
14. Albert F., Lemos N., Shaw J.L., Pollock B.B., Goyon C., Schumaker W., Saunders A.M., Marsh K.A., Pak A., Ralph J.E., Martins J.L., Amorim L.D., Falcone R.W., Glenzer S.H., Moody J.D., Joshi C. *Phys. Rev. Lett.*, **118** (13), 134801 (2017).
15. Kneip S., Nagel S.R., Bellei C., Bourgeois N., Dangor A.E., Gopal A., Heathcote R., Mangles S.P.D., Marquès J.R., Maksimchuk A., Nilson P.M., Phuoc K.T., Reed S., Tzoufras M., Tsung F.S., Willingale L., Mori W.B., Rouse A., Krushelnick K., Najmudin Z. *Phys. Rev. Lett.*, **100** (10), 105006 (2008).
16. Pomerantz I., McCary E., Meadows A.R., Arefiev A., Bernstein A.C., Chester C., Cortez J., Donovan M.E., Dyer G., Gaul E.W., Hamilton D., Kuk D., Lestrade A.C., Wang C., Ditmire T., Hegelich B.M. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (18), 184801 (2014).
17. Günther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zähler S., Borisenko N.G., Pukhov A., Andreev N.E. *Nat. Commun.*, **13**, 170 (2022).
18. Rvasio A., Koenig M., Le Pape S., Benuzzi-Mounaix A., Park H.S., Cecchetti C., Patel P., Schiavi A., Ozaki N., Mackinnon A., Loupiau B., Batani D., Boehly T., Borghesi M., Dezulian R., Henry E., Notley M., Bandyopadhyay S., Clarke R., Vinci T. *Phys. Plasmas*, **15**, 060701 (2008).
19. Li K., Borm B., Hug F., Khaghani D., Löher B., Savran D., Tahir N.A., Neumayer P. *Laser Part. Beams*, **32**, 631 (2014).
20. Negoita F., Roth M., Thirolf P.G., Tudisco S., Hannachi F., Moustazis S., Pomerantz I., McKenna P., Fuchs J., Sphor K., Acbas G., Anzalone A., Audebert P., Balascuta S., Cappuzzello F., Cernaianu M.O., Chen S., et al. *Rom. Rep. Phys.*, **68**, S37 (2016).
21. Habs D., Köster U. *Appl. Phys. B*, **103**, 501 (2010).
22. Ma Z., Lan H., Liu W., Wu S., Xu Y., Zhu Z., Luo W. *Matter Radiat. at Extremes*, **4**, 064401 (2019).
23. Willingale L., Nilson P.M., Thomas A.G.R., Bulanov S.S., Maksimchuk A., Nazarov W., Sangster T.C., Stoeckl C., Krushelnick K. *Phys. Plasmas*, **18**, 056706 (2011).
24. Willingale L., Thomas A.G.R., Nilson P.M., Chen H., Cobble J., Craxton R.S., Maksimchuk A., Norreys P.A., Sangster T.C., Scott R.H.H., Stoeckl C., Zulick C., Krushelnick K. *New J. Phys.*, **15**, 025023 (2013).
25. Toncian T., Wang C., McCary E., Meadows A., Arefiev A., Blakeney J., Serratto K., Kuk D., Chester C., Roycroft R., Gao L., Fu H., Yan X., Schreiber J., Pomerantz I., Bernstein A., Quevedo H., Dyer G., Ditmire T., Hegelich B. *Matter Radiat. at Extremes*, **1**, 82 (2016).
26. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
27. Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J., Chen H., Dollar F., Hazi A.U., Maksimchuk A., Manuel M.J.-E., Marley E., Nazarov W., Zhao T.Z., Zulick C. *New J. Phys.*, **20**, 093024 (2018).
28. Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L., Shvets G., Willingale L., Schollmeier M. *Phys. Plasmas*, **23**, 056704 (2016).
29. Khudik V., Arefiev A., Zhang X., Shvets G. *Phys. Plasmas*, **23** (10), 103108 (2016).
30. Pugachev L., Andreev N., Levashov P., Rosmej O. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **829**, 88 (2016).
31. Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaechter S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L.P., Khaghani D., Horst F., Borisenko N.G., Sklizkov G., Pimenov V.G. *New J. Phys.*, **21**, 043044 (2019).
32. Rosmej O.N., Gyrdymov M., Günther M.M., Andreev N.E., Tavana P., Neumayer P., Zähler S., Zahn N., Popov V.S., Borisenko N.G., Kantsyrev A., Skobliakov A., Panyushkin V., Bogdanov A., Consoli F., Shen X.F., Pukhov A. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **62**, 115024 (2020).
33. Андреев Н.Е., Попов В.С., Розмей О.Н., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Хазанов Е.А., Котов А.В., Борисенко Н.Г., Стародубцев М.В., Соловьев А.А. *Квантовая электроника*, **51**, 1019 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 1019 (2021)].
34. Rosmej O.N., Suslov N., Martsovenko D., Vergunova G., Borisenko N., Orlov N., Rienecker T., Klir D., Rezack K., Orekhov A., Borisenko L., Krousky E., Pfeifer M., Dudzak R., Maeder R., et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **57**, 094001 (2015).
35. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81** (3), 1229 (2009).
36. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth C., Esarey E., Swanson K., Fan-Chiang L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (8), 084801 (2019).
37. Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61**, 425 (1999).
38. Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., Khalenkov A.M., Merkuliev Y.A., Kondrashov V.N., Limpouch J., Kuba J., Krousky E., Masek K., Nazarov W., Pimenov V.G. *Fusion Sci. Technol.*, **49**, 676 (2006).
39. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglia L., Brunengo A., Burkhardt H., Chauvie S., Chuma J., Chytracsek R., Cooperman G., Cosmo G., Degtyarenko P., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **506**, 250 (2003).
40. Stoyer M.A., Sangster T.C., Henry E.A., Cable M.D., Cowan T.E., Hatchett S.P., Key M., Moran M.J., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Singh M.S., Snavely R.A., Tabak M., Wilks S.C. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 767 (2001).
41. Chen H., Link A., Sentoku Y., Audebert P., Fiuza F., Hazi A., Heeter R.F., Hill M., Hobbs L., Kemp A.J., Kemp G.E., Kerr S., Meyerhofer D.D., Myatt J., Nagel S.R., Park J., Tommasini R., Williams G.J. *Phys. Plasmas*, **22** (5), 056705 (2015).
42. Bake M.A., Elaji A. *Plasma Sci. Technol.*, **23**, 045001 (2021).
43. Lobok M.G., Brantov A.V., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **60**, 084010 (2018).
44. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **27**, 123103 (2020).
45. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **26**, 123107 (2019).