

Эффективный тормозной источник позитронов на основе кильватерно-ускоренных электронов

М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков

Растущий интерес к получению сильноточных пучков электрон-позитронных пар с помощью лазеров мотивирует использование все более мощных лазерных систем и прогнозирование в этом плане возможностей будущих проектов, таких, например, как установка XCELS, которая способна обеспечить прорыв в создании рекордно мощного источника позитронов с использованием лазерно-ускоренных электронных пучков. Обоснованию последнего посвящено выполненное в настоящей работе сквозное численное моделирование ускорения сгустка электронов мощным импульсом излучения установки XCELS и генерации им пучка позитронов в мишени-конвертере с помощью методов частиц-в-ячейках (PIC) и Монте-Карло (GEANT4). Высокая эффективность получения рекордного числа позитронов обусловлена использованием режима релятивистского самозахвата лазерного импульса для кильватерного ускорения электронов, которое приводит к достижению максимального заряда электронов с энергией в мульти-МэВ и к максимальному коэффициенту конверсии в них лазерной энергии в мишенях околоритической плотности. Продемонстрирована возможность рекордно высокого выхода позитронов с энергией за выстрел на уровне МэВ в их классической (т.е. тормозной) схеме получения по сравнению с выходом, достигаемым ныне для современных лазеров или предсказываемым для имеющихся лазерных проектов будущего. При этом речь идет о возможности получения с помощью установки XCELS максимального числа генерируемых позитронов $\sim 10^{12}$, которое на много порядков превышает выход позитронов, достигаемый в рассматриваемых проектах.

Ключевые слова: позитроны, электронный пучок, кильватерное ускорение, лазерная установка XCELS.

1. Введение

Прогресс, достигнутый в генерации сильноточных пучков позитронов (точнее, электрон-позитронных пар, e^-e^+), мотивировал расширение методов их получения от традиционных к лазерным благодаря, прежде всего, появлению мощных лазерных систем. Рассматриваются возможности использования таких пучков для ряда научных и технолого-индустриальных применений. Это неразрушающие исследования структуры вещества [1], «моделирование на столе» высокоэнергетических астрофизических явлений, таких, например, как гамма-всплески [2], получение электрон-позитронной плазмы высокой плотности, представляющей интерес для изучения кинетических плазменных эффектов [3], генерация высокоэнергетических позитронных пучков для ускорителей и ускорительной физики [4].

Обсуждаются два классических способа лазерного получения электрон-позитронных пар. С помощью первого

e^-e^+ -пары создаются при непосредственном облучении лазером твердотельной мишени из вещества с высоким атомным номером Z (впервые продемонстрировано в [5]), а с помощью второго их получают за две стадии, когда сначала лазер воздействует на газовую мишень-плазму, ускоряя электроны кильватерным образом [6], а затем ускоренные электроны направляются на мишень-конвертер с высоким Z (впервые продемонстрировано в [7]). В обоих способах релятивистские электроны инициируют создание пар, испуская либо реальные фотоны (процесс Бете–Гайтлера), либо виртуальные («трайидент»-процесс) с распадом на e^-e^+ -пары в кулоновском поле ядра. При этом для толщин твердотельной мишени, представляющих практический интерес, процесс Бете–Гайтлера является доминирующим. Здесь, в отличие от прямой лазерной генерации пар в вакууме, мы рассматриваем их получение с помощью гамма-квантов именно в мишени благодаря кулоновскому полю ядра с большим атомным номером.

Если при непосредственном облучении лазером твердотельной мишени типичная энергия генерируемых позитронов оказывается сравнительно невысокой, в пределах ~ 10 МэВ, то при использовании высокоэнергетических кильватерно-ускоренных электронов генерируются гораздо более быстрые позитроны, что инициирует обсуждение возможности получения пучка позитронов с энергией ~ 1 ГэВ [4] применительно к задачам физики высоких энергий. Однако в первом случае выход e^-e^+ -пар гораздо выше. Таким образом, выбор метода генерации пучка позитронов диктуется его ожидаемыми применениями – либо для инновационного материаловедения со сгустками позитронов с зарядом в мульти-пКл и энергией в МэВ, либо в качестве инжектора для ускорителя пози-

М.Г.Лобок. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, ул. Суцешевская, 22; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: mglobok@vniia.ru

В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, ул. Суцешевская, 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: bychenk@lebedev.ru

тронов с зарядом на уровне суб-пКл и энергией в несколько сотен МэВ. Выполненные к настоящему времени исследования с использованием обоих описанных выше подходов демонстрируют актуальность задач по лазерной генерации позитронов [3–5, 7, 13–19].

Ниже мы обсуждаем возможность получения сгустков позитронов с характеристиками, отвечающими рекордным как по числу частиц, так и по их энергии. Это может быть достигнуто с использованием схемы, основанной на кильватерном ускорении электронов в так называемом режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса [8]. Проблема устойчивого нелинейного распространения в плазме высокой (околокритической) плотности короткого релятивистски-интенсивного лазерного импульса на расстояния, значительно превышающие рэлеевскую длину, является критической для кильватерного ускорения электронов, если ставится цель обеспечить как высокую энергию электронов, так и большое число ускоренных частиц.

Наиболее хорошо известным способом ускорения электронов в прозрачной плазме является использование так называемого кильватерного баббл-режима [9,10] (bubble – это практически вакуумная каверна с продольным ускоряющим электрическим полем и фокусирующим на ось кулоновским полем). Использование баббл-режима в разреженной плазме с плотностью электронов n_e , много меньшей критической плотности n_c ($n_e \ll n_c$), обычно связывается с разработкой источника квазимонохроматических хорошо коллимированных электронов с энергией порядка ГэВ. Однако их полный заряд невысок, как правило он находится на уровне мульти-пКл. Это ограничение преодолевается при распространении импульса лазерного света в режиме релятивистского самозахвата в достаточно плотной плазме – с электронной плотностью на уровне от десяти до нескольких десятков процентов n_c . Такой режим был предложен к использованию для генерации сгустков позитронов [11] с помощью ускоренных до энергии ~ 100 МэВ электронов с полным зарядом на уровне мульти-нКл, облучающих мишень-конвертер с высоким Z .

Ранее выполненное исследование на основе трехмерного моделирования методом частица-в-ячейке (PIC, particle in cell) [8] для суб-ПВт- и ПВт-уровней мощности лазерного пучка, а также данные, представленные для параметров установки XCELS (см. [30]), выявили возможность распространения релятивистски интенсивного лазерного импульса в однородной плазме с околокритической плотностью в виде солитона движущейся со скоростью, близкой к скорости света, каверны, заполненной лазерным светом («лазерная пуля»). Лазерная пуля устойчиво проходит много рэлеевских длин, пока не наступает полное истощение лазерного импульса. При этом дифракционная расходимость сбалансирована релятивистской нели-

нейностью (кавитация и релятивистское «утяжеление» электронов) плазмы таким образом, что самосогласованно устанавливающиеся поперечный размер каверны и ее длина остаются практически неизменными, близкими к размеру фокального пятна и длине входящего в среду лазерного импульса соответственно. Важно, что режим релятивистского самозахвата в случае, когда мишень не является однородной, а имеет вид неоднородной пре-плазмы (что характерно для типичной мишени для кильватерного ускорения электронов – газовой микроструи), так же эффективен при правильном выборе положения фокуса лазерного пучка на профиле плотности и размера пятна фокусировки, как и в случае однородной мишени [12]. Это позволяет использовать модель однородной плазмы, что и предполагается ниже.

Здесь мы описываем возможную постановку эксперимента по генерации позитронов с использованием двух стадий: сначала ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата, а затем облучения ими мишени-конвертера при параметрах лазерного импульса, ожидаемых на установке XCELS. Обоснование дается на основе сквозного трехмерного PIC- и монте-карло-моделирования с помощью кодов VSim и GEANT4 соответственно. Представлены результаты расчетов пространственно-временных, спектральных и угловых характеристик генерируемого сгустка позитронов.

2. Постановка эксперимента

Схема предполагаемого эксперимента приведена на рис.1. Генерация позитронов является двухстадийной. На первой стадии электроны ускоряются в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса, распространяющегося в плазме (автоматически образуется на фронте релятивистски интенсивного импульса) с околокритической электронной плотностью. Толщина такой лазерной мишени определяется известной теоретической оценкой длины истощения импульса [20], количественно уточненной в трехмерном моделировании [12]. На второй стадии кильватерно-ускоренный сгусток электронов облучает твердотельную мишень с высоким атомным номером, расположенную позади лазерной мишени.

Проведенное в последние годы трехмерное численное PIC-моделирование [21] показало, что устойчивое распространение релятивистски интенсивного лазерного импульса (т.е. со стандартной безразмерной амплитудой поля $a_0 \gg 1$) в однородной, достаточно плотной (околокритической плотности) плазме на расстояние, много большее рэлеевской длины, возможно при определенном согласовании между поперечным размером распространяющейся световой пули, электронной плотностью плазмы и интенсивностью (мощностью) лазерного импульса [22]. Одновременно имеет место эффективное ускорение

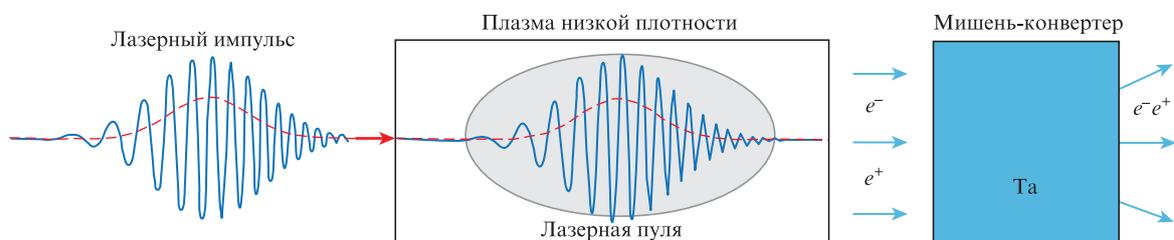


Рис.1. Иллюстративная схема предполагаемого эксперимента, отвечающая проведенному PIC- (слева от мишени) и GEANT4-моделированию (справа от мишени).

электронов, самоинжектирующихся в плазменную каверну в условиях полной кавитации электронов мишени, при котором достигается максимальный заряд генерируемого сгустка высокоэнергетических частиц. Выявленное в численных экспериментах согласование лазерно-плазменных параметров эквивалентно согласованию дифракционного угла расходимости лучей лазерного света, определяемого размером фокального пятна, с числовой апертурой релятивистского плазменного волновода. При этом, с нелинейно-оптической точки зрения, формируется самозахватная мода в плазме с релятивистской нелинейностью [8, 11, 12, 23], а указанное согласование записывается в виде соотношения, связывающего радиус каверны R с электронной плотностью и интенсивностью лазерного излучения:

$$R \approx 0.3\lambda(n_c/n_e)^{1/2}a_0^{1/2}, \quad (1)$$

где λ – длина волны лазера; a_0 – стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля, связанная с лазерной интенсивностью I соотношением $a_0 = 0.85 \times 10^{-9}\lambda I^{1/2}$ (λ – в мкм, I – в Вт/см²).

Таким образом, в эксперименте по генерации позитронов высокоэнергетическим сгустком электронов, облучающих мишень-конвертер, плотность лазерной мишени должна подбираться под параметры импульса в соответствии с условием (1). Имея в виду очень высокую ожидаемую мощность пучка XCELS, т.е. $a_0 \gg 1$, из (1) следует, что при размере пятна фокусировки в несколько длин волн λ низкоплотная мишень должна иметь электронную плотность порядка критической плотности n_c . Это, согласно [8, 11, 12, 21], позволит получить рекордный выход лазерно-ускоренных электронов с энергией около 1 ГэВ и, соответственно, рекордный выход электрон-позитронных пар.

3. Моделирование эксперимента

Моделирование ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата проводилось с помощью трехмерного высокопроизводительного релятивистского электромагнитного PIC-кода VSim. Ускорение электронов исследовалось при мощности лазерного импульса установки XCELS 15 ПВт, энергии в импульсе 400 Дж, длине волны лазерного излучения $\lambda = 910$ нм и длительности импульса (FWHM) $\tau = 25$ фс для двух различных вариантов фокусировки. Линейно поляризованный вдоль оси Z лазерный импульс с гауссовым пространственным распределением (как в продольном, так и в поперечном направлениях), интенсивностью в максимуме $I \approx 3.8 \times 10^{22}$ Вт/см² (при размере пятна фокусировки $D = 6$ мкм) и $I \approx 1.3 \times 10^{22}$ Вт/см² (при $D = 10$ мкм) распространяется вдоль оси X . Импульс падает на однородную плазму, состоящую из электронов и ионов гелия с электронной плотностью $0.55n_c$ или $0.12n_c$ (в зависимости от размеров горячего пятна D). Детальные результаты проведенного численного PIC-моделирования кильватерного ускорения электронов для этих двух случаев представлены в [24] для режима релятивистского самозахвата, отвечающего приближенному выполнению условия (1).

Полученный в результате расчетов сгусток высокоэнергетических электронов с энергиями более 30 МэВ и с полной энергией сгустка ~ 70 Дж (что отвечает эффективности конверсии порядка 20%) направлялся в танта-

ловую мишень-конвертер для моделирования методом Монте-Карло с помощью программного кода GEANT4 с физическим листом QGSP_BIC_AllHP. Отметим, что средняя энергия падающих электронов составляла примерно 500 МэВ (для $D = 6$ мкм) и 550 МэВ (для $D = 10$ мкм). Танталовая мишень размещалась на расстоянии 1 см позади лазерной мишени – источника электронов. Толщина конвертера L_{Ta} изменялась от 4 до 20 мм с шагом 2 мм для нахождения ее оптимального значения. На выходе из конвертера моделирование определяло спектр вылетающих из него позитронов, их полное число и величину потока, а также устанавливало характерное место рождения позитронов.

Отметим, что бетатронное излучение не учитывалось в силу малости потерь на него. Число фотонов с энергией на уровне МэВ от бетатронного излучения, облучающих конвертер вместе с потоком электронов, оказывается существенно меньшим [26] числа рождающихся тормозных фотонов [25].

4. Результаты моделирования

Высокоэнергетические электроны, попадая в мишень-конвертер, инициируют действие электромагнитного каскада, в результате чего появляются электрон-позитронные пары, инициируемые тормозным излучением, которое, в свою очередь, в результате каскадирования порождает e^-e^+ -пары и фотоны меньших энергий. Спектры электронов, облучающих конвертер, показаны на рис.4 и 6 в работе [24], а спектры тормозных фотонов – на рис.4 в [25]. Для электронов с энергией свыше 8.1 МэВ (критическая энергия для тантала) доминируют потери на тормозное излучение, а для генерируемых фотонов с энергией более 10 МэВ доминирующим процессом является образование e^-e^+ -пар. Одновременно внутри мишени в результате таких процессов, как ионизация электронным ударом, фотоионизация, ядерные превращения и оже-эффект, учитываемых в GEANT4-коде, появляется множество низкоэнергетических электронов. На рис.2 представлены спектры покинувших мишень-конвертер позитронов в направлении распространения лазерного импульса и генерируемого сгустка электронов. Из рисунка следует, что толщина конвертера, равная 14 мм для $D = 6$ мкм и 14–16 мм для $D = 10$ мкм, может рассматриваться как оптимальная (дающая максимальное число позитронов) при проведении экспериментов с XCELS-лазером.

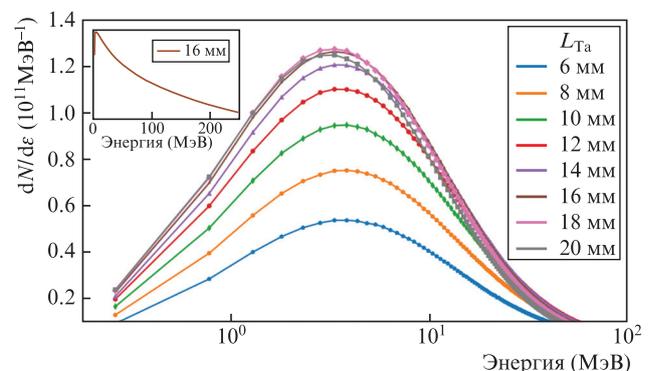


Рис.2. Спектры позитронов при различных толщинах мишени L_{Ta} и размере пятна фокусировки лазерного излучения $D = 6$ мкм. На вставке – форма спектра в логарифмическом масштабе.

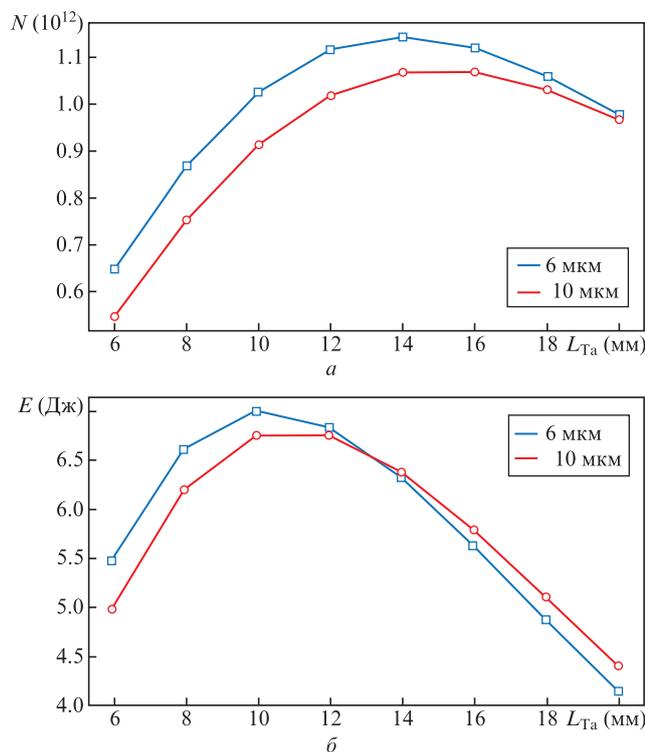


Рис.3. Число получаемых за конвертером позитронов N (а) и их общая энергия E (б) в зависимости от толщины танталовой мишени L_{Ta} при размерах пятна фокусировки лазерного импульса $D = 6$ и 10 мкм.

Развитие электромагнитных каскадов, вызываемых высокоэнергетическими частицами с характерной энергией $E_0 \gg E_c$, где E_c – критическая энергия электронов (8.1 МэВ для тантала), при которой удельные радиационные потери равны удельным ионизационным потерям, обуславливает то, что оптимальная толщина конвертера может существенно превышать радиационную длину l_{rad} (4.1 мм для Та). Максимальное число позитронов в таких каскадах достигается на продольных глубинах распространения $\sim [\ln(E_0/E_c) - 1]l_{rad}$ [27]. Эта эмпирическая оценка справедлива для общего числа частиц в каскаде с учетом его поперечного развития, что не отражается в полной мере на рис.5 (см. ниже), где представлено распределение потока электронов и позитронов вдоль оси конвертера. В нашем случае, когда мы имеем дело с широким спектром электронов, спадающим до энергии ~ 200 МэВ и платообразным при энергии свыше 200 МэВ, количественная строгая теоретическая оценка глубины каскада затруднена. Если же использовать среднюю по спектру энергию электронов, падающих на мишень (от 30 МэВ), то согласно [27] получаем толщину мишени $L_{Ta} \approx 12.7$ мм для $D = 6$ мкм и $L_{Ta} \approx 13.6$ мм для $D = 10$ мкм, что удовлетворительно согласуется с количественными результатами GEANT4-моделирования в случае использования при вариации толщины конвертера шага, равного 2 мм.

На рис.3 показаны зависимости полного числа вылетающих позитронов, полученных при облучении Та-конвертера лазерно-ускоренными электронами, а также полная энергия позитронов для двух рассмотренных вариантов фокусировки лазерного излучения ($D = 6$ и 10 мкм). Максимальные значения этих параметров достигают 1.1×10^{12} позитронов и 7 Дж соответственно с небольшим (менее 10%) превосходством в пользу более острой фоку-

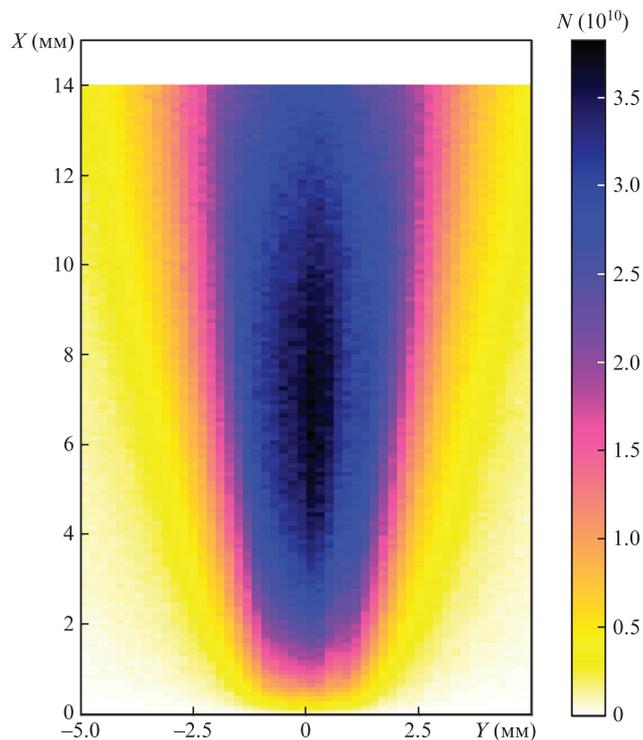


Рис.4. Распределение числа N получаемых в конвертере толщиной 14 мм позитронов на 1 мм^3 объема при размере пятна фокусировки лазерного излучения $D = 6$ мкм.

сировки лазерного света при толщине танталового конвертера 14 мм.

На рис.4 представлено пространственное X Y -распределение числа позитронов, рожденных внутри конвертера толщиной 14 мм. Максимальное количество позитронов, рожденных в 1 мм^3 объема, составляет $\sim 4 \times 10^{10}$, следовательно плотность позитронов достигает $\sim 0.4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Результаты расчета потоков позитронов и электронов внутри конвертера толщиной 16 мм ($0 < x < 16$ мм) и за ним ($16 \text{ мм} < x < 20$ мм) показаны на рис.5. Плотность позитронов можно оценить по величине максимального потока (рис.5). Она оказывается равной $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ внутри мишени и несколько снижается на вылете позитронов из конвертера вследствие конечной угловой расходимости пучка позитронов, увеличивающей размер его пятна. За тыльной стороной конвертера формируется электрон-

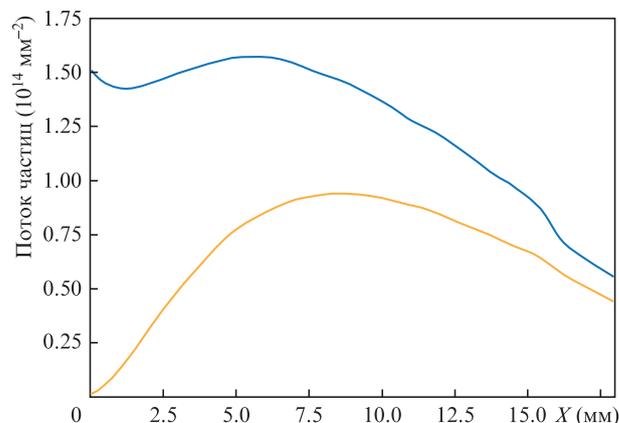


Рис.5. Распределения потока рожденных в конвертере позитронов (оранжевая кривая) и суммарного потока (падающих и рожденных) электронов (синяя кривая) вдоль оси X конвертера толщиной 16 мм при размере пятна фокусировки лазерного излучения $D = 6$ мкм.

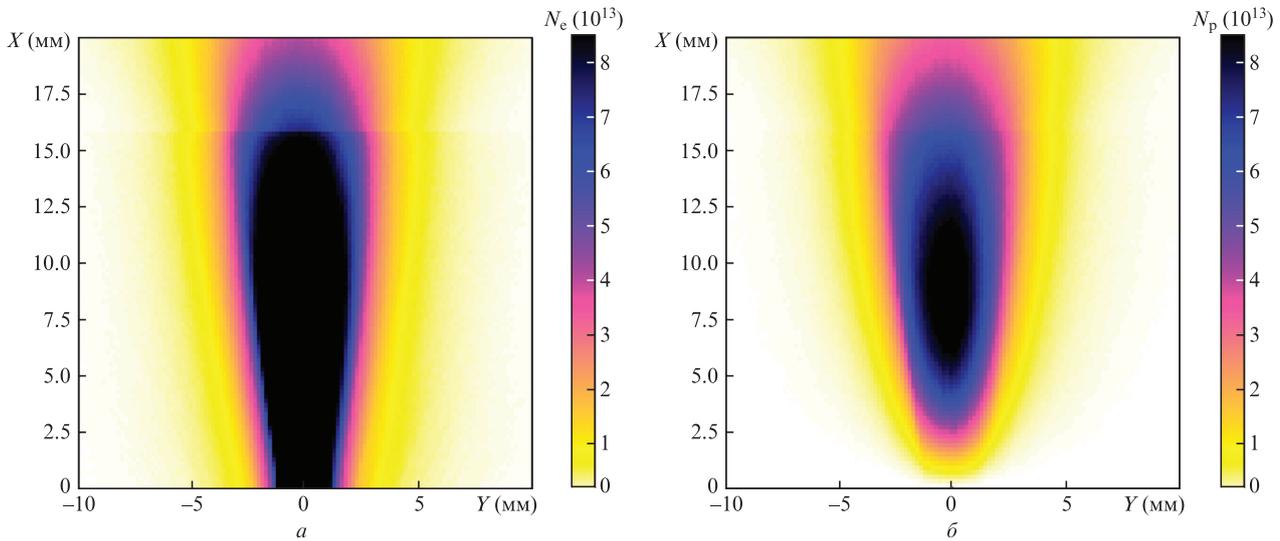


Рис.6. Пространственные распределения потока рожденных в конвертере позитронов (справа) и суммарного (падающих и рожденных в конвертере) потока электронов (слева) для конвертера толщиной 16 мм при размере пятна фокусировки лазерного излучения $D = 6$ мкм.

позитронная плазма, где потоки электронов и позитронов практически не отличаются друг от друга (различие составляет примерно 20%).

Пространственные распределения потоков электронов и позитронов для конвертера толщиной 16 мм представлены на рис.6. Характерная угловая ширина вылетающего пучка позитронов с энергией на уровне мегаэлектронвольт оказывается равной $\sim 13^\circ$. Отдельно следует отметить, что поток электронов вдоль оси X (рис.5, 6) на выходе из мишени снижается лишь примерно в два раза, что связано как с рождением внутри вторичных электронов, так и с прохождением «на вылет» первичных электронов с энергией более 300 МэВ.

5. Требование к эксперименту

Описанный эксперимент по регистрации и измерению характеристик позитронов с использованием XCELS-лазера будет опираться на общую методику генерации электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса [24], дополненную мишенью-конвертером. Схема проведения экспериментальных измерений может быть заимствована из работы [18] (предложена для лазерной установки Callisto). Для регистрации позитронов и электронов, покидающих тыльную сторону мишени-конвертера, потребуется электрон-позитронный спектрометр (типа примененного в [28]) с постоянным магнитом с напряженностью поля около 1 Тл для отклонения положительно и отрицательно заряженных частиц с энергиями на уровне мультимэВ, записываемых двумя имидж-пластинами (например, Fuji-BAS-SR-2040), экранированными сверхтонкой фольгой для защиты от возможно прошедшего лазерного света.

6. Заключение

В работе продемонстрировано, что использование высокоэнергетического импульса XCELS-лазера позволит достичь рекордно высокого выхода позитронов МэВ-ного уровня энергии за выстрел в классической схеме их получения, существенно превышающего цифры, обсуждаемые для современных лазеров, например $\sim 10^7$

позитронов (как в работе [18]) или $\sim 10^9$ позитронов, предсказываемых для проекта EuPRAXIA [29]. При этом речь идет о возможности достижения выхода позитронов $\sim 10^{12}$, т. е. колоссального, на порядки, увеличения их максимального генерируемого числа, что говорит о прорывном характере эксперимента по генерации позитронов кильватерно-ускоренными электронами из мишеней околорелятивистской плотности в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса.

Работа поддержана научной программой Национального центра физики и математики.

1. Графутин В.И., Прокопьев Е.П. *УФН*, **172**, 67 (2002) [*Physics–Uspekhi*, **45**, 59 (2002)].
2. Wardle J.F.C., Homan D.C., Ojha R., Roberts D.H. *Nature (London)*, **395**, 457 (1998).
3. Liang E., Clarke T., Henderson A., Fu W., Lo W., Taylor D., Chaguine P., Zhou S., Hua Y., Cen X., Wang X., Kao J., Hasson H., Dyer G., Serratto K., Riley N., Donovan M., Ditmire T. *Sci. Reports*, **5**, 13968 (2015).
4. Sarri G., Calvin L., Streeter M. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **64**, 044001 (2022).
5. Cowan T.E., Perry M.D., Key M.H., Ditmire T.R., Hatchett S.P., Henry E.A., Moody J.D., Moran M.J., Pennington D.M., Phillips T.W., Sangster T.C., Sefcik J.A., Singh M.S., Snavelly R.A., Stoyer M.A., Wilks S.C., Young P.E., Takahashi Y., Dong B., Fountain W., Parnell T., Johnson J., Hunt A.W., Kuhl T. *Laser Part. Beams*, **17**, 773 (1999).
6. Tajima T., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979).
7. Gahn C., Tsakiris G.D., Pretzler G., Witte K.J., Delfin C., Wahlstrom C.-G., Habs D. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2662 (2000).
8. Bychenkov V.Yu., Lobok M.G., Kovalev V.F., Brantov A.V. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 124004 (2019).
9. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys. B*, **74**, 355 (2002).
10. Pukhov A., Gordienko S., Kiselev S., Kostyukov I. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **46**, B179 (2004).
11. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Plasmas*, **27**, 123103 (2020).
12. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 650 (2021) [*JETP Lett.*, **114**, 571 (2021)].
13. Chen H., Wilks S.C., Bonlie J.D., Liang E.P., Myatt J., Price D.F., Meyerhofer D.D., Beiersdorfer P. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 105001 (2009).
14. Chen H., Wilks S.C., Bonlie J.D., Chen C.N., Cone K.V., Elbertson L.N., Gregori G., Meyerhofer D.D., Myatt J., Price D.F., Schneider M.B., Shepherd R., Stafford D.C., Tommasini R., Van Maren R., Beiersdorfer P. *Phys. Plasmas*, **16**, 122702 (2009).

15. Chen H., Wilks S.C., Meyerhofer D.D., Bonlie J.D., Chen C.D., Chen C.N., Courtois C., Elberson L.N., Gregori G., Kruer W., Landoas O., Mithen J., Myatt J., Murphy C.D., Nilson P., Price D.F., Schneider M.B., Shepherd R., Stoeckl C., Tabak M., Tommasini R., Beiersdorfer P. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 015003 (2010).
16. Sarri G., Schumaker W., Di Piazza A., Vargas M., Dromey B., Dieckmann M.E., Chvykov V., Maksimchuk A., Yanovsky V., He Z.H., Hou B.X., Nees J.A., Thomas A.G.R., Keitel C.H., Zepf M., Krushelnick K. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 255002 (2013).
17. Chen H., Fiuza F., Link A., Hazi A., Hill M., Hoarty V, James S., Kerr S., Meyerhofer D.D., Myatt J., Park J., Sentoku Y., Williams G.J. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 215001 (2015).
18. Williams G.J., Pollock B.B., Albert F., Park J., Chen H. *Phys. Plasmas*, **22**, 093115 (2015).
19. Sarri G., Poder K., Cole J.M., Schumaker W., Di Piazza A., B. Reville B., Dzelzainis T., Doria D., Gizzi L.A., Grittani G., Kar S., Keitel C.H., Krushelnick K., Kuschel S., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Shukla N., Silva L.O., Symes D., Thomas A.G.R., Vargas M., Vieira J., Zepf M. *Nature Commun.*, **6**, 6747 (2015).
20. Decker C.D, Mori W.B, Tzeng K.C, Katsouleas T. *Phys. Plasmas*, **3**, 2047 (1996).
21. Lobok M.G., Brantov A.V., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 084010 (2018).
22. Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **10**, 061301 (2007).
23. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **63**, 825 (2020) [*Radiophys. Quantum Electron.*, **63**, 742 (2021)].
24. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Квантовая электроника*, **53** (2), 170 (2023).
25. Лобок М.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (3), 248 (2023).
26. Вайс О.Е., Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (3), 242 (2023).
27. Eidelman S. et al. *Phys. Lett. B*, **592**, 1(2004).
28. Chen H., Link A.J., van Maren R., Patel P.K., Shepherd R., Wilks S.C., Beiersdorfer P. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 10E533 (2008).
29. Sarri G., Calvin L., Streeter M. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **64**, 044001 (2022).
30. Хазанов Е.А., Шайкин А.А., Костюков И.Ю., Гинзбург В.Н., Мухин И.Б., Яковлев И.В., Соловьев А.А., Кузнецов И.И., Миронов С.Ю., Коржиманов А.В., Буланов Д.Н., Шайкин И.А., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Мартянов М.А., Ложкарев В.В., Стародубцев М.В., Литвак А.Г., Сергеев А.М., *Квантовая электроника*, **53** (2), 95 (2023).