

# Лазерная мезонная фабрика

А.В.Брантов, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков

*Современные разрабатываемые лазерные установки типа XCELS могут стать хорошим дополнением к традиционным мезонным фабрикам, обеспечивая высокие потоки импульсов элементарных частиц, рождаемых при облучении мишеней-конвертеров пучком электронов или протонов, ускоренным лазерным импульсом. Обоснованием этого служат проведенное численное моделирование генерации ультрарелятивистских пучков заряженных частиц при воздействии фемтосекундного лазерного импульса установки XCELS либо на плазму околокритической плотности, либо на более плотную (но все еще низкоплотную) плазму, и последующий расчет выхода мезонов из мишени-конвертера. Такое сквозное моделирование, проведенное с помощью метода частица-в-ячейке (PIC-кодами) и метода Монте-Карло (кодом GEANT4), позволило количественно характеризовать рождение пионов, мезонов, каонов и даже более экзотических элементарных частиц. Так, например, число рождающихся пионов для параметров лазерного импульса установки XCELS предсказывается на уровне порядка  $10^8$  частиц за выстрел. Выполнен также расчет выхода быстрых нейтронов, число которых превысило  $10^{11}$  частиц.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение электронов/ионов, лазерный источник нейтронов, производство пионов, монте-карло-моделирование кодом GEANT4.

## 1. Введение

Мезонные фабрики (центры по производству различных элементарных частиц) существуют уже более пятидесяти лет. С появлением таких лазерных установок, как XCELS, традиционные мезонные фабрики, использующие классические ускорители заряженных частиц, могут быть дополнены их лазерными аналогами. Инфраструктура XCELS способна обеспечить создание прототипа лазерной мезонной фабрики с использованием ультрарелятивистских лазерно-ускоренных электронных или протонных пучков, поскольку хорошо известно, что современные мощные ультракороткие лазерные системы, даже существенно меньшей энергетикой, способны инициировать ядерные реакции, ускоряя значительное количество электронов до энергий на уровне мультимэВ (ионов – до мультимэВ) [1, 2, 3]. Обоснованию этого с помощью численного моделирования генерации таких пучков заряженных частиц при воздействии фемтосекундного импульса установки XCELS на мишени низкой плотности и последующего расчета выхода элементарных частиц, прежде всего мезонов, из мишени-конвертера посвящено настоящее исследование.

С одной стороны, энергия лазерного излучения непосредственно передается электронам, давая возможность получать высокоэнергетические электронные пучки с вы-

соким полным зарядом, причем очень эффективно – с коэффициентом конверсии в десятки процентов. Однако электроны мало пригодны для прямого инициирования ядерных реакций, дающих элементарные частицы, поэтому, как правило, для этого используют гамма-излучение, возникающее при торможении лазерно-ускоренных электронов в мишени-конвертере из металла с высоким атомным номером. Иницирование фотоядерных реакций такими тормозными фотонами [3] связано со слабым взаимодействием, которое обуславливает сравнительно малые сечения реакций до тех пор, пока эта малость не компенсируется возбуждением гигантского дипольного резонанса (ГДР) в случае существенной доли гамма-квантов с энергией на уровне мультимэВ. Благодаря ГДР эффективно протекает фотоядерная ( $\gamma, n$ ) реакция, которая способна запустить массу каналов ядерных превращений под действием нейтронов, генерирующих элементарные частицы.

С другой стороны, лазерное ускорение ионов представляет собой двухстадийный процесс, в ходе которого нагретые лазерным импульсом электроны формируют квазистатическое поле разделения заряда, ускоряющее ионы (в первую очередь наиболее легкие – протоны). Это, естественно, сказывается на эффективности ускорения ионной компоненты, конверсия лазерной энергии в которую обычно не превышает 10%. В то же время ионы имеют неоспоримое преимущество перед электронами в плане инициирования ядерных реакций, непосредственно участвуя в сильных взаимодействиях [1, 2]. Конечно, для этого требуются протоны с энергиями выше пороговых для обсуждаемых здесь реакций. Так, для получения значительного числа пионов необходимы протоны с энергиями, превышающими  $\sim 140$  МэВ, которые к настоящему времени все еще не получены в экспериментах, хотя рождение лазерно-иницированных пионов уже было продемонстрировано в численных расчетах [2]

А.В.Брантов, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Всероссийский НИИ автоматизации им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сущевская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: brantovav@lebedev.ru, bychenkovvy@lebedev.ru, mglobok@me.com

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

и экспериментально (в малых количествах) в фотоядерных процессах [4].

С введением в строй лазерной установки XCELS открывается возможность наработки высокозарядных пучков электронов с энергиями в мультигигаэлектронвольты и получения субгигаэлектронвольтовых пучков протонов, которые могут быть использованы для получения большого числа элементарных частиц, таких как мезоны и нейтроны. Так, основываясь на теоретических предсказаниях выхода пионов, рассчитанных на основе оценки интеграла перекрытий и двумерных численных расчетов ускорения протонов [2], можно ожидать получения около  $10^9$  пионов за один выстрел канала установки XCELS при условии ускорения  $\sim 10^{12}$  протонов до энергий, превышающих 140 МэВ. Несмотря на обычно несколько завышенные характеристики ускоренных частиц, уже эти оценки, получаемые при двумерном моделировании, дают основание для достижения количественно обоснованного высокого выхода пионов в более реалистичных трехмерных расчетах, проведенных здесь. При этом вероятно, что, благодаря вкладу ГДР, число пионов, нарабатываемых за счет фотоядерных делений от тормозных мультигигаэлектронвольтовых гамма-квантов [5], может быть сопоставимым по порядку величины с наработкой пионов при делении ядер лазерно-ускоренными протонами. Кроме того, сверхвысокие энергии лазерно-ускоряемых электронов позволяют надеяться на получение еще более тяжелых элементарных частиц (таких как лямбда- или сигма-гипероны), получение которых до настоящего времени возможно только на ускорителях. Также, с использованием лазерного импульса установки XCELS, можно ожидать получения большого числа нейтронов (с рекордным выходом нейтронов за один выстрел) за счет как фотоядерных реакций, вызываемых пучками лазерно-ускоренных электронов, так и деления ядер, инициируемого пучками лазерно-ускоренных протонов. Проверка возможности наработки значительного количества элементарных частиц (пионов и мюонов, а также нейтронов) и сравнение разных каналов ядерных превращений при реализации параметров лазерной системы XCELS является основной целью настоящей работы.

Перспективы использования лазерной системы XCELS для инициирования ядерных реакций основаны на эффективных методах ускорения заряженных частиц:

– большого числа электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного излучения [6, 7], при котором релятивистская самофокусировка лазерного импуль-

са компенсируется его дифракционной расходимостью, позволяя лазерному импульсу распространяться на большие расстояния и хорошо ускорять электроны;

– протонов с помощью механизма ускорения ионов «медленным светом» [8, 9] до максимально возможных (для данной энергии лазера) энергий за счет их синхронизованного движения с лазерным импульсом.

Именно рекордные характеристики пучков лазерно-ускоренных электронов и протонов, ожидаемые для инфраструктуры XCELS (см. [10] и [11] соответственно), позволяют рассчитывать на рекордное число генерируемых вторичных элементарных частиц – продуктов инициируемых ядерных реакций.

## 2. Постановка эксперимента

Предлагаемые методы получения продуктов ядерных реакций, в частности мезонов и нейтронов, основаны на лазерном ускорении протонов и электронов. Поэтому предлагаются две различные постановки эксперимента, основанные на облучении XCELS-лазером либо низкоплотной надкритической мишени (аэрогель) для ускорения протонов «медленным светом», либо подкритической мишени (плотный газ) для ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса. В первом случае ядерные реакции с выходом элементарных частиц происходят в результате бомбардировки протонами мишени-конвертера при их ускорении до энергий, превышающих пороговые значения таких реакций. Во втором случае речь идет о фотоядерных реакциях, возбуждаемых гамма-фотонами, которые возникают при тормозном излучении лазерно-ускоренных электронов.

Принципиальная схема постановки эксперимента представлена на рис.1. В обеих постановках сразу за лазерной мишенью – низкоплотной плазмой (образуется при лазерном воздействии на аэрогель или плотный газ) – устанавливается мишень-конвертер для инициирования ядерных реакций. В случае лазерно-ускоренных электронов необходимо использовать металлические конвертеры из вещества с высоким атомным номером (например, тантал, как в настоящей работе) для повышения эффективности генерации гамма-излучения. При использовании пучков лазерно-ускоренных протонов, вероятно, целесообразна вариабельность материала конвертера в зависимости от того, на получение каких элементарных частиц нацелен эксперимент. В принципе, в случае прото-

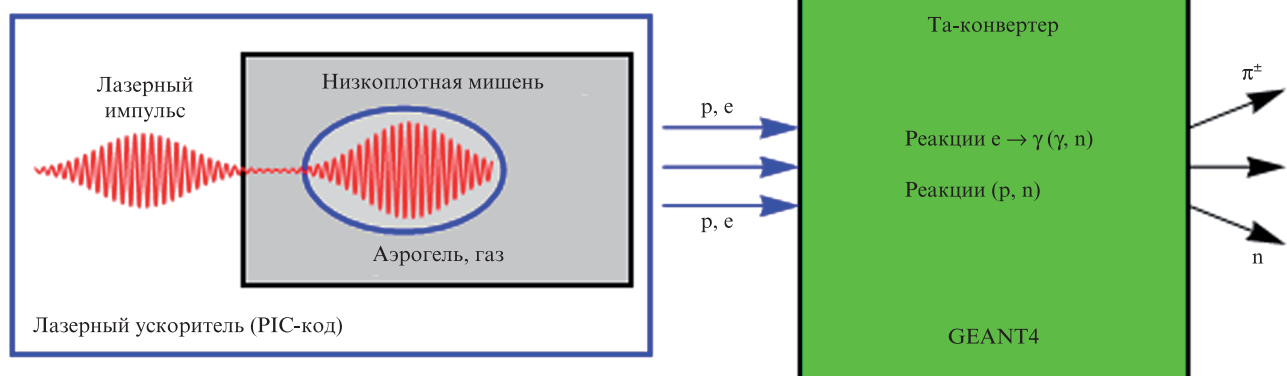


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента и численного моделирования.

нов может использоваться такая же мишень, как и для электронов (тантал), что в качестве примера будет рассмотрено ниже. Для регистрации генерируемых элементарных частиц за конвертером должны размещаться соответствующие детекторы, причем для регистрации, например, мезонов они должны быть установлены на значительном (метровом) расстоянии от него.

### 3. Моделирование эксперимента

Моделирование производства элементарных частиц проводилось сквозным методом – от момента падения импульса на лазерную мишень, в которой происходит ускорение заряженных частиц, до выхода продуктов ядерных превращений из мишени-конвертера (см. рис.1). Ускорение электронов/протонов моделировалось методом частица-в-ячейке (PIC), в котором уравнения Максвелла решаются в трехмерной геометрии, реализованного в высокопроизводительных кодах VSim (Vogal) и МАНДОР. Были проведены соответствующие PIC-расчеты облучения лазерным импульсом установки XCELS мишеней с плотностью ниже критической  $n_c$  (для ускорения электронов) и низкоплотных, с плотностью порядка  $(20-30)n_c$ , мишеней для ускорения протонов. Ускорение электронов было промоделировано для двух случаев фокусировки лазерного импульса XCELS: в горячее пятно размером 10 мкм (что соответствует безразмерной амплитуде лазерного поля  $a_0 = 89$ ) и 6 мкм ( $a_0 = 150$ ). При этом плотность мишени выбиралась с учетом условий согласования [5–7] и различалась в обоих случаях:  $n_e = 0.55n_c$  для  $a_0 = 150$  и  $n_e = 0.115n_c$  для  $a_0 = 89$ . Ускорение ионов изучалось для случая  $a_0 = 120$ . Детальные данные по ускорению электронов и ионов представлены в работах [10] и [11] соответственно.

Полученные численными PIC-расчетами параметры пучков электронов и протонов передавались в качестве начальных данных для расчетов методом Монте-Карло их прохождения через мишень-конвертер и трансформации в гамма-излучение и/или продукты ядерных реакций, выполненных с помощью кода GEANT4. В качестве мишени-конвертера использовалась одна и та же танталовая мишень толщиной 2 см. При этом изучалось рождение нейтронов, мезонов и барионов внутри мишени-конвертера. Характеристики их также определялись в вакууме позади мишени. Здесь мы ограничились представлением спектров пионов и нейтронов, вышедших за пределы мишени. В расчетах учитывалась вся цепочка ядерных превращений (деление, захват, мультифрагментация и др.) с использованием последней базы ядерных данных в GEANT4.

### 4. Результаты моделирования

Пионы ( $\pi^\pm$ ) представляют собой наиболее легкие мезоны с энергией покоя  $\sim 140$  МэВ, временем жизни  $\sim 26$  нс и основным каналом распада в соответствующий мюон  $\mu^\pm$  и нейтрино (антинейтрино). Использование лазерного фотоядерного канала производства пионов основано на эффективном ускорении электронов из плазмы около критической плотности [10] и конвертации их энергии в гамма-кванты. Результаты расчетов воздействия лазерного импульса длительностью  $\tau_p = 25$  фс и мощностью  $P_{\text{las}} = 15$  ПВт установки XCELS при разной фокусировке на плазменные мишени с оптимальными параметрами де-

монстрируют возможность получения пучков высокоэнергетических электронов (учитывались электроны с энергией более 30 МэВ) с зарядом 150 нКл и энергией до 2.1 ГэВ (для лазерного импульса с  $a_0 = 150$  и плотности мишени  $n_e = 0.55n_c$ ) или с зарядом 112 нКл и энергией до 2.4 ГэВ (для  $a_0 = 89$  и  $n_e = 0.115n_c$ ). Полная энергия пучка высокоэнергетических электронов оказывается несколько больше (примерно на 6%) в случае большей интенсивности ( $a_0 = 150$ ). Полученное в расчетах некоторое перераспределение электронов по энергии, приводящее к большей энергии отсечки для  $a_0 = 89$  (на  $\sim 13\%$ ), вероятно, связано с увеличением характерной длины ускорения, пропорциональной отношению  $a_0/n_e$  [10] при  $a_0 = 89$  и  $n_e = 0.115n_c$ , даже несмотря на несколько более высокое ускоряющее поле при  $a_0 = 150$  (см. также [12]). Такие энергетические пучки электронов при торможении в танталовой мишени-конвертере излучают гамма-фотоны с энергией в сотни МэВ, эффективно конвертируя в них до 50% – 70% своей энергии. Для генерируемых фотонов с энергией до  $\sim 1$  ГэВ два основных канала генерации пионов связаны с возбуждением барионных резонансов (если энергия фотонов превышает 250–300 МэВ) и с прямым нерезонансным возникновением пионов при вырывании из ядра нейтрона или протона (для энергий от 140 МэВ до 250–300 МэВ).

Если длина волны фотона становится сравнимой с размером ядра, он может эффективно возбуждать барионные резонансы (наиболее важны  $\Delta(1232)$ ,  $N^*(1520)$ ,  $N^*(1680)$ ), быстрый распад которых (на временах порядка  $10^{-23}$  с) обычно происходит с образованием пионов. Таким образом, фотоделение ядер – главный канал рождения пионов, а реакции (каскады реакций) с рождаемыми вторичными протонами и нейтронами вносят заметный меньший вклад. Проведенные расчеты показывают, что оба полученных электронных пучка могут приводить к рождению  $\sim 10^8$  пионов каждого вида ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ ) внутри танталового конвертера. Около четверти пионов  $\pi^\pm$  распадаются уже в конвертере на мюоны и мюонное нейтрино или антинейтрино. Отметим, что мюоны, появляющиеся внутри мишени (рождается около  $10^7$  мюонных пар подобно рождению электрон-позитронных пар [13]), также быстро распадаются вследствие малости их энергий ( $\sim 4$  МэВ). Рождаемые нейтральные пионы  $\pi^0$  практически моментально распадаются на два гамма-кванта (с вероятностью 98.8% за время  $\sim 10^{-17}$  с), а почти три четверти рожденных пионов  $\pi^\pm$  вылетают за мишень. Именно там по результатам GEANT4-моделирования получены спектры пионов, показанные на рис.2 пунктирными кривыми. Спектры имеют максимум для энергий пионов порядка 40–50 МэВ и экспоненциально спадают при энергиях более 100 МэВ с температурой  $\sim 130$  МэВ. Полное число фотоядерных  $\pi^-$ -частиц составляет  $7.5 \times 10^7$ , что незначительно превышает число  $\pi^+$ -частиц, равное  $6.7 \times 10^7$ . Отметим, что за свое время жизни большинство пионов успевают улететь от мишени на расстояние порядка 5 м. Именно на таком расстоянии следует проводить регистрацию мюонов, на которые распадаются пионы.

Другой рассмотренный путь получения пионов связан с эффективным ускорением протонов до энергий, превышающих 140 МэВ. Как показали проведенные оптимизационные расчеты для параметров установки XCELS (для  $a_0 = 120$ ,  $\tau_p = 25$  фс,  $P_{\text{las}} = 20$  ПВт), такой пучок протонов может быть получен из мишени с плотностью порядка  $(25-30)n_c$  в режиме ускорения ионов «мед-

ленным светом». Ускоренные пучки протонов (учитывались протоны с энергией более 1 МэВ) с зарядом  $\sim 1$  мкКл и энергией до 0.9 ГэВ использовались для иницирования ядерных реакций с целью производства пионов, получаемых в результате деления протонами атомного ядра тантала  $^{181}\text{Ta}$ . Спектры энергий полученных пионов за мишенью показаны на рис.2 сплошными кривыми. В этом случае полное число рожденных  $\pi^+$ -пионов,  $\sim 2 \times 10^8$  частиц, несколько превышает число  $\pi^-$ -частиц. Полное число последних практически то же, что и в случае фотоядерного деления. Максимумы спектров также находятся в районе 40–50 МэВ, однако их экспоненциальное спадание при больших энергиях (свыше 100 МэВ) оказывается значительно более быстрым, чем для пионов с электронным драйвером (с характерной энергией  $\sim 60$  МэВ). Таким образом, как и ожидалось, протонные пучки позволяют получать в два-три раза больше пионов  $\pi^+$  (см. рис.2), однако число релятивистских пионов с энергиями свыше 200 МэВ оказывается больше в случае фотоядерного механизма их генерации. Последнее может значительно облегчить возможность их непосредственной регистрации за счет несколько большего времени жизни ультрарелятивистских пионов в лабораторной системе отсчета.

С использованием высокоэнергетического электронного пучка также можно ожидать рождение более тяжелых  $K$ -мезонов (каонов). Так, внутри мишени-конвертера для варианта, отвечающего  $a_0 = 89$ , было зарегистрировано порядка  $2 \times 10^5$  рождений  $K^+$ -каонов (энергия покоя  $\sim 494$  МэВ, время жизни  $\sim 12.4$  нс) и порядка  $10^5$  рождений  $K_{\text{las}}^0$ - и  $K_{\text{s}}^0$ -каонов (энергия покоя  $\sim 497$  МэВ, время жизни  $\sim 51$  нс и  $\sim 497$  МэВ,  $\sim 0.09$  нс соответственно). Код GEANT4 также предсказывает появление тяжелых барионов:  $3 \times 10^5$  лямбда-барионов  $\Lambda_0$  (энергия покоя  $\sim 1115.7$  МэВ, время жизни  $\sim 0.26$  нс) и  $\sim 10^5$  сигма-гиперонов  $\Sigma^0$  (энергия покоя  $\sim 1193$  МэВ, время жизни  $\sim 7.4 \times 10^{-20}$  с). Часть из них покидает конвертер и может быть зарегистрирована, хотя их регистрация за мишенью довольно затруднительна, а в случае сигма-гиперонов  $\Sigma^0$  – невозможна.

Одно из основных применений иницированных лазерным импульсом ядерных реакций связывают с получением источника нейтронов [14]. Фотоядерные методы производства нейтронов связаны с возбуждением ГДР, вблизи которого сечения фотоядерных реакций существенно возрастают. Как правило, резонансные энергии

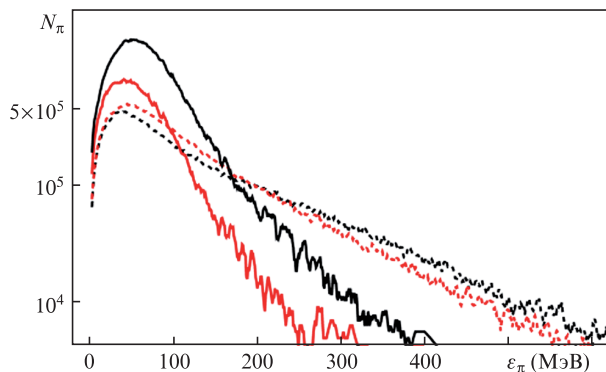


Рис.2. Спектры пионов ( $\pi^+$ -пионы – черный цвет,  $\pi^-$  – красный цвет) за танталовой мишенью-конвертером, полученные при облучении ее лазерно-ускоренными пучками электронов (при  $a_0 = 150$ ) или протонов (пунктирные и сплошные кривые соответственно).

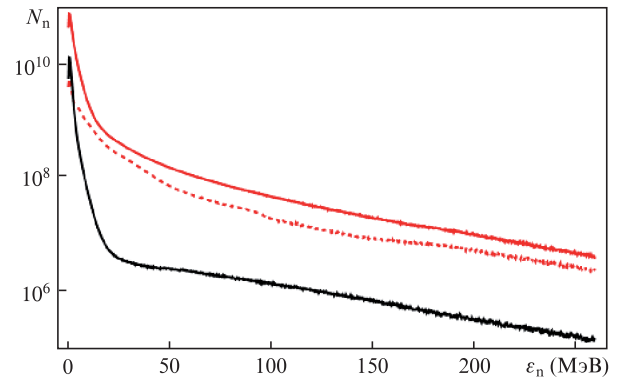


Рис.3. Спектры нейтронов за танталовой мишенью-конвертером, полученные при ее облучении лазерно-ускоренными пучками электронов ( $a_0 = 150$ ) или протонов (сплошные черная и красная кривые соответственно), а также спектр нейтронов (красная пунктирная линия), полученный при облучении пучком протонов мишени-конвертера из бериллия толщиной 2 см.

лежат в области 10–20 МэВ и растут с падением атомного номера вещества мишени-конвертера. Для используемого танталового конвертера ускоренный пучок электронов вызывает цепочку реакций с рождением примерно  $10^{11}$  фотоядерных нейтронов внутри мишени. Однако только пятая часть из числа появившихся нейтронов  $N_n$  покидает мишень, формируя двухтемпературный экспоненциальный спектр (рис.3), который хорошо аппроксимируется как

$$\frac{dN_n}{d\epsilon_n} = N_1 \exp\left(-\frac{\epsilon_n}{T_1}\right) + N_2 \exp\left(-\frac{\epsilon_n}{T_2}\right), \quad (1)$$

где  $\epsilon_n$  – энергия нейтронов,  $N_1 \approx 10^{10}$ ,  $T_1 \approx 2$  МэВ,  $N_2 \approx 4.5 \times 10^6$  и  $T_2 \approx 75$  МэВ. С точки зрения производства нейтронов преимущество использования пучка протонов выглядит наиболее убедительно (ср. черную и красную кривые на рис.3). С использованием ускоренных протонов из той же мишени конвертера можно получить за мишенью на порядок больше нейтронов ( $2 \times 10^{11}$  частиц по сравнению с  $2 \times 10^{10}$  в случае фотоядерного канала). Получаемый спектр нейтронов также приблизительно может быть описан тем же выражением (1), но с  $N_1 \approx 6 \times 10^{10}$ ,  $T_1 \approx 3$  МэВ,  $N_2 \approx 3 \times 10^8$  и  $T_2 \approx 60$  МэВ. При этом в обоих случаях большинство нейтронов летит по направлению падающего пучка заряженных частиц (за мишенью) с угловой расходимостью порядка  $40^\circ$ – $50^\circ$ , что качественно отличается от их распространения при производстве нейтронов лазерным импульсом мощностью  $\sim 1$  ПВт [5]. Стоит отметить, что используемая тяжелая танталовая мишень-конвертер представляется оптимальной для генерации нейтронов полученным высокоэнергетическим пучком протонов, имеющим достаточно много частиц с энергией более 30 МэВ, которая является пороговой для реакции производства нейтронов из танталовой мишени. Так, использование бериллиевого конвертера (толщиной 2 см) приводит к падению выхода нейтронов примерно в пять раз (ср. пунктирные и сплошные красные кривые на рис.3).

## 5. Требование к эксперименту

Описанный эксперимент по генерации нейтронов и пионов с использованием лазерного импульса установки

XCELS будет опираться на дизайн экспериментов по ускорению электронов [10] и ионов [11], дополненный мишенью-конвертером, которая установлена сразу за лазерной мишенью, т. е. в целом он будет подобен эксперименту по получению позитронов [13]. В качестве мишени-конвертера предпочтительно использовать тяжелые металлы, например тантал, толщиной в несколько сантиметров. Также требуется специальная система детектирования пучков нейтронов и пионов. Способы детектирования лазерно-генерируемых пучков нейтронов довольно хорошо развиты и апробированы в большом числе экспериментов [14], они позволяют определять количество и спектр образующихся нейтронов (используются время-пролетные спектрометры, например твердотельный трековый детектор CR-39, специально разработанные быстрые сцинтилляционные детекторы [14], а также пузырьковые камеры).

В то же время детектирование лазерных пионов, вылетающих из конвертера, связано с определенными трудностями вследствие достаточной краткости образующегося импульса (десятки-сто пикосекунд) и малого времени распада. В первых лазерных экспериментах по производству пионов их число оценивали опосредованно, по бета-излучению возникающих радиоактивных изотопов [4]. Мы полагаем, что наиболее перспективные методы диагностики пионов связаны с их распадом в мюоны и дальнейшим детектированием образовавшихся мюонов. Так, при распадах пионов во время полета систему регистрации мюонов (например, основанную на распадах мюонов [15]) необходимо располагать на расстоянии порядка 5 м от конвертера. В то же время можно использовать дополнительную специально подобранную мишень для останков пионов и производства так называемых поверхностных мюонов [16] с возможностью последующей регистрации мюонов в меньших объемах. Возможно, для непосредственного детектирования пионов можно применять используемые на ускорителях стандартные черенковские детекторы с системой магнитов, кремневые микрополосковые детекторы [17] или миниатюрную время-проекционную камеру (mTPC) [18]. Для регистрации тяжелых мезонов (каонов) также может использоваться кремневый детектор [17].

## 6. Заключение

В работе показана перспективность создания лазерной мезонной фабрики, в которой драйвером выступает мощный короткий лазерный импульс установки XCELS. Безусловным преимуществом лазерного способа генерации мезонов является возможность получения на одной установке и даже в одном эксперименте как пучков высокоэнергетических электронов, так и пучков протонов рекордных энергий для бомбардировки ими мишени конвертера. Продемонстрировано, что использование только одного канала установки XCELS позволит достичь рекордно высокого выхода пионов (на уровне  $10^8$  частиц) за один лазерный выстрел с помощью как ускоренных протонов, так и высокозарядного энергетического электронного пучка. Эффективная наработка мезонов становится возможной при обеспечении оптимальных условий ускорения рекордного заряда электронов в режиме самозахвата лазерного импульса или ускорения протонов до рекордных энергий в режиме ускорения ионов «медленным светом». Высокая плотность потока пионов, состав-

ляющая  $\sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , на много порядков превосходит плотности потоков, получаемые на традиционных мезонных фабриках, при этом и достижимый интегральный поток ( $\sim 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ) превышает получаемый на ускорителях [19]. Это обосновывает возможность использования инфраструктуры XCELS в интересах исследований по физике элементарных частиц. Отметим, что абсолютное число генерируемых элементарных частиц критично для физики частиц, занимающейся повышением точности измерения основных параметров частиц и поиском редких каналов их распадов, а также в экспериментах с атомами (например, в экспериментах по созданию мюония и пиония), тогда как большой поток и длительность пучка важны для ядерной физики при изучении взаимодействий пионов/мюонов и других элементарных частиц с ядрами [19].

Также продемонстрирована генерация  $2 \times 10^{11}$  нейтронов за один выстрел канала установки XCELS, для получения которых наиболее перспективным выглядит ускорение протонов. Предсказываемые потоки нейтронов более чем на порядок превосходят полученные к настоящему моменту с помощью лазеров [14]. Вследствие очень малой длительности нейтронной вспышки и большого числа частиц в ней, яркий нейтронный источник представляет интерес для изучения и диагностики быстрых процессов в глубине различных материалов, а также плотной плазмы и вещества в экстремальных условиях. При этом потребуются использование нескольких синхронизованных с определенной последовательной задержкой лазерных импульсов установки XCELS. Импульсный источник лазерно-ускоренных нейтронов, который может быть получен только с использованием мультитераваттных лазерных комплексов, также может быть применен для фундаментальных исследований в области ядерной физики.

Показано, что ускорение электронов до высоких энергий (более 2 ГэВ) на лазерной установке XCELS и эффективная конверсия энергии ускоренных электронов в энергию гамма-квантов позволяют получать в результате фотоядерных реакций экзотические частицы, например каоны и даже лямбда-барионы, с возможностью их регистрации за мишенью-конвертером в виде одиночных событий.

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

1. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999) [*JETP*, **88**, 1137 (1999)].
2. Быченков В.Ю., Сентоку Я., Буланов С.В., Мима К., Муру Ж., Толоконников С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 664 (2001) [*JETP Lett.*, **74** (12), 586 (2001)].
3. Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН*, **191**, 1281 (2021) [*Phys. Usp.*, **64**, 1214 (2021)].
4. Schumaker W., Liang T., Clarke R., Cole J.M., Grittani G., Kuschel S., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Poder K., Sarri G., Symes D., Thomas A.G.R., Vargas M., Zepf M., Krushelnick K. *New J. Phys.*, **20**, 073008 (2018); *Phys. Today*, **71**, 19 (2018).
5. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys.*, **26**, 123107 (2019).
6. Lobok M.G., Brantov A.V., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 084010 (2018).
7. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 650 (2021) [*JETP Lett.*, **114**, 571 (2021)].
8. Brantov A.V., Govras E.A., Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 085004 (2016).

9. Быченков В.Ю., Говрас Е.А., Брантов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 640 (2016) [*JETP Lett.*, **104**, 618 (2016)].
10. Быченков В. Ю., Лобок М. Г. *Квантовая электроника*, **53** (2), 170 (2023).
11. Брантов А.В., Ракина М.А., Глазырин С.И., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (3), 205 (2023).
12. 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).
13. Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (3), 248 (2023).
14. Yogo A., Mirfayzi S.R., Arikawa Y., Abe Y., Wei T., Mori T., Lan Z., Hoonoki Y., Golovin D.O., Koga K., Suzuki Y., Kanasaki M., Fujioka S., Nakai M., Hayakawa T., Mima K., Nishimura H., Kar S., Kodama R. *Appl. Phys. Exp.*, **14**, 106001 (2021).
15. Zhang F., Li B., Shan L., Zhang B., Hong W., Gu Y. *High Power Laser Sci. Eng.*, **5**, e16 (2017).
16. Berg F., Desorgher L., Fuchs A., Hajdas W., Hodge Z., Kettle P.-R., Knecht A., Lüscher R., Papa A., Rutar G., Wohlmuther M. *Phys. Rev. Acc. Beam*, **19**, 024701 (2016).
17. Bottan P., Camerini P., Celano L., De Mori F., De Palma M., Fiore L., Grion N., Patichio V., Rui R., Venturelli L., Wheadon R. *Nucl. Instrum. Methods A*, **427** (3), 423 (1999).
18. Glaser C.J., Pocanic D., van der Schaaf A., Baranov V.A., Khomutov N.V., Kravchuk N.P., Kuchinsky N.A. *Nucl. Instrum. Methods A*, **1010**, 165460 (2021).
19. Ericson T., Hughes V., Nagle D. *The Meson Factories* (Berkeley: University of California Press, 1991).