

Повышение эффективности термоядерной DD-реакции в фемтосекундной лазерной плазме с применением структурированных мишеней пониженной средней плотности

К.А.Иванов, С.А.Шуляпов, И.Н.Цымбалов, А.А.Акунец, Н.Г.Борисенко, И.М.Мордвинцев, И.В.Божьев, Р.В.Волков, С.Г.Бочкарев, В.Ю.Быченков, А.Б.Савельев

Экспериментально продемонстрирован рост выхода быстрых нейтронов при возбуждении ядерной DD-реакции в процессе взаимодействия релятивистски интенсивного (свыше 10^{18} Вт/см²) сверхкороткого лазерного импульса с дейтерированной объемно-структурированной на масштабе длины волны мишенью с пониженной средней плотностью. Показано, что при уменьшении средней плотности мишени с 0.78 до 0.35 г/см³ поток нейтронов увеличивается вдвое и достигает 7×10^4 частиц на 1 Дж вложенной энергии. Эффект может быть связан с увеличением числа ускоренных ионов дейтерия за счет объемного трехмерного расширения отдельных элементов структуры мишени.

Ключевые слова: релятивистская лазерная плазма, термоядерная DD-реакция, источник нейтронов, структурированная мишень.

1. Введение

Взаимодействие сверхкоротких лазерных импульсов с веществом при пиковых интенсивностях излучения, превышающих 10^{18} Вт/см², приводит к образованию релятивистской лазерной плазмы (см. [1–3] и ссылки в них). Во время действия лазерного излучения электроны, образующиеся в результате ионизации уже на фронте импульса, набирают энергию до нескольких десятков МэВ за счет различных процессов ускорения в слое плазмы с концентрацией немного меньшей критической. Проникая в глубь мишени, заряженные частицы генерируют тормозное рентгеновское излучение с широким спектром вплоть до энергий квантов в несколько МэВ. Эти же электроны формируют на границе раздела квазистатическое поле разделения заряда, ускоряющее ионы до высоких энергий. В результате образования при воздействии на вещество лазерно-ускоренных частиц получаются различные радиационные/радиоактивные продукты, которые имеют широкий спектр приложений как в фундаментальных, так и в прикладных задачах [1]. К ним, например, относятся созда-

ние источника нейтронов для фундаментальных задач материаловедения и исследования радиационной стойкости материалов, протонная и нейтронная радиография, разработка нейтронных детекторов и др. [4–7]. Именно задачами лазерной генерации нейтронов определяется актуальность настоящей работы.

На сегодняшний день можно выделить два подхода к получению нейтронов при высокоинтенсивном лазерно-плазменном взаимодействии. Первый из них основан на возбуждении продуктами лазерной плазмы (гамма-квантами, протонами) реакции, приводящей к образованию нейтрона [8–15]. В этом случае обычно рядом с основной (лазерной) мишенью размещается вторичная (ядерная) мишень, которая и поглощает поток ускоренных частиц из плазмы. Типичные ядерные реакции имеют порог в несколько МэВ. Спектр получаемых нейтронов простирается от тепловых (доли эВ) до быстрых (свыше 1 МэВ). Второй же метод чаще всего подразумевает воздействие лазерного импульса на мишень, состоящую из вещества, в котором образуются ускоряемые ядра и имеются ядрамишени. Это, например, достигается при использовании дейтерированного вещества (или дейтерий-третиевой мишени) [16–19]. В образующейся плазме ионы дейтерия сталкиваются, происходит реакция синтеза (DD-реакция с образованием ядра ³He и нейтрона), в результате которой возникает быстрый (2.45 МэВ) нейтрон. Отметим, что в первом случае поток нейтронов оказывается меньше, но они имеют большую направленность. Во втором же случае число нейтронов значительно больше, их начальная энергия превышает несколько МэВ, но разлет происходит почти изотропно [17].

В целом средний поток нейтронов, получаемый по рассмотренным схемам, невысок по сравнению с другими типами источников нейтронов. Тем не менее преимуществом лазерного источника нейтронов является его высокая пиковая яркость, малые размер источника и длительность нейтронного импульса. В настоящее время в рамках второй схемы генерации нейтронов рекорд для лазерных систем с «джоулевым» уровнем энергии в

К.А.Иванов, И.М.Мордвинцев, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: akvonav@gmail.com

С.А.Шуляпов, И.Н.Цымбалов, Р.В.Волков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

А.А.Акунец, Н.Г.Борисенко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

И.В.Божьев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Центр Квантовых Технологий, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

С.Г.Бочкарев, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований ВНИИА им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Сушеская ул., 22

Поступила в редакцию 3 октября 2019 г., после доработки – 20 октября 2019 г.

ультракоротком импульсе достигнут в работе [19], где зарегистрирован выход более 10^6 нейтронов на 1 Дж вложенной энергии за выстрел при пиковой интенсивности излучения, приближающейся к 10^{20} Вт/см². Этого удалось достичь при воздействии фемтосекундного высококонтрастного (лучше 10^{-12}) импульса на объемно нагреваемую малоплотную мишень в виде наностолбиков из дейтерированного пластика (CD₂) на поверхности. В таком режиме структуры не замыкаются предимпульсами к моменту прихода основного импульса, в отличие от случая более длинных импульсов и их плохого контраста [16], и излучение не поглощается в создаваемой преплазме на удалении от поверхности основной мишени.

Дело в том, что по сравнению с обычной гладкой поверхностью мишени, где поглощение лазерного импульса идет в тонком скин-слое у поверхности, в случае микро- или наноструктурированной мишени можно достичь режима большого объемного поглощения, причем при весьма высокой средней плотности мишени. При этом эффективность реакции синтеза напрямую зависит от числа вовлеченных во взаимодействие частиц и их концентрации. Кроме того, режим разлетающихся при нагревании микроструктур позволяет создать плазму высокой плотности с экстремально высокой температурой, что также важно для эффективного протекания ядерных реакций.

Аналогичные эффекты возможны при воздействии высоконтрастных импульсов на аэрогели и другие мишени с микро- и наноразмерной структуризацией (кластеры и карбоновые нанотрубки, а также приповерхностные микро- и наноструктуры на плоских мишенях, включая упорядоченные и случайные субмикронные выросты в виде нитей, конусов, сфер, канавок, отверстий и т. п.). В таких мишенях удастся достичь глубокого проникновения лазерного излучения в мишень со средней плотностью, которая может доходить до $\sim 10\%$ от плотности твердого тела.

Исследования применения объемно-структурированных мишеней ведутся давно (см., напр., [20–22]), в том числе с точки зрения генерации нейтронов [16, 23, 24]. Здесь стоит выделить важное обстоятельство, выгодно отличающее метод получения нейтронов с использованием дейтерированных мишеней от подхода с использованием вторичной мишени и, как правило, высокомоощных лазерных систем. Дело в том, что реакция DD-синтеза эффективно протекает уже при температуре ионов около 100 кэВ, максимум же сечения реакции достигается при температуре близкой к 1 МэВ [25]. Это говорит о том, что для создания нейтронного источника нет необходимости использовать дорогие и громоздкие суб- и петаваттные лазерные системы, тогда как можно обойтись более компактными лазерами, способными генерировать импульсы с высокой частотой следования и обеспечивать тем самым большой средний поток нейтронов. Вместе с тем, в [16] максимальный выход нейтронов из пластиковой CD₂-мишени, под действием пикосекундного излучения с невысоким контрастом (10^{-4}) соответствовал их выходу из объемно-однородной пленки с максимальной плотностью, а для объемно-структурированных образцов выход нейтронов уменьшался с уменьшением средней плотности мишени.

Помимо структуры мишени существенное влияние на характеристики ускоренных частиц и продуктов вторичных ядерных реакций оказывают параметры самого лазерного импульса. Так, на эффективность ускорения ио-

нов (в том числе и дейтронов) сильное влияние может оказывать контраст лазерного излучения. Наличие предимпульсов перед основным лазерным импульсом приводит к образованию преплазмы, в которой ускоряющие ионы амбиполярное поле ослабевает [26–28]. Однако наличие протяженной преплазмы субкритической плотности может приводить также к увеличению поглощения и, как следствие, повышать температуру и концентрацию горячих электронов, в результате чего эффективность ускорения ионов может вырасти [29, 30]. Поэтому в настоящее время ведутся также исследования влияния на генерацию потоков нейтронов условий лазерно-плазменного взаимодействия [28].

В настоящей работе исследовано образование нейтронов в результате DD-реакции синтеза при воздействии фемтосекундного импульса лазерного излучения с пиковой интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см² на структурированные на масштабе менее длины волны мишени из CD₂ различной средней плотности. Показано, что поток нейтронов из плазмы достигает пикового значения 7×10^4 нейтр./((Дж-импульс)). При этом средний выход нейтронов возрастает примерно вдвое при облучении мишени с вдвое меньшей (0.35 против 0.78 г/см³) средней плотностью. Параллельно с этим отмечено слабое влияние контраста лазерного импульса (в работе были использованы импульсы с контрастом 10^{-8} и лучше 10^{-9} по пьедесталу усиленной спонтанной люминесценции) на выход нейтронов из использовавшихся мишеней.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились с использованием лазерного излучения системы на титан-сапфировом лазере ($\tau = 50$ фс, $\lambda = 805$ нм, $\nu = 10$ Гц). Энергия на мишени (до 30 мДж), контролировалась в каждом импульсе с помощью калиброванного фотодиода. Схема эксперимента представлена на рис.1,а. Излучение фокусировалось внутри вакуумной камеры в пятно диаметром ~ 4 мкм (FWHM) внеосевым параболическим зеркалом, что обеспечивало пиковую интенсивность $\sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см² при угле падения на мишень 45° (компромиссное значение между максимумом поглощения для резкой границы плазма–вакуум при угле падения $\sim 60^\circ$ и уменьшением пиковой интенсивности с ростом угла падения). Для создания мишеней применялся дейтерированный полимер–полиэтилен-(CD₂)_n со степенью дейтерирования 97.5 ат.%. Навеска порошка весом 50 мг прессовалась при различных усилиях (от 0.3 до 7.5 тонн) с выдержкой около 5 мин. Созданные мишени представляли собой таблетки диаметрами 20 и 12 мм и имели плотности 0.78 и 0.35 г/см³. Взвешивание на торсионных весах и измерение геометрических размеров с помощью микроскопа МБС-10 давало погрешность определения плотности образца в пределах 3%. На рис.1,б представлено изображение поверхности мишени с плотностью 0.35 г/см³ из порошка до облучения лазерным импульсом, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа Zeiss Supra-40. Видна характерная неоднородность поверхности, наличие каверн, в которые может проникнуть излучение при острой фокусировке, присутствие нанообразований. В образце с большей средней плотностью количество таких каверн меньше. Плоская дейтерированная пленка с плотностью ~ 1 г/см³ также использовалась в качестве эталонного теста в исследовании спектра быстрых ионов из плазмы.

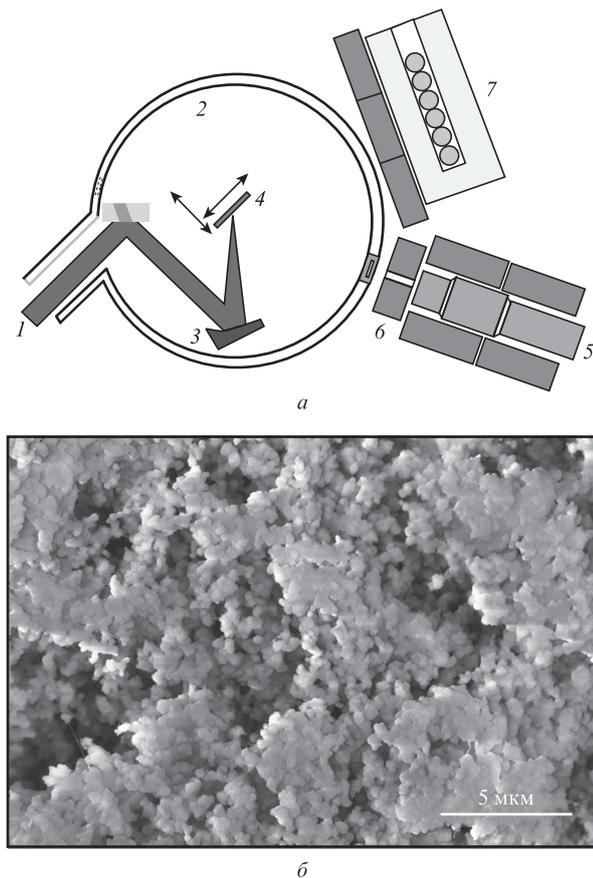


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а), а также изображение поверхности образца со средней плотностью 0.35 г/см^3 , полученное с помощью электронного микроскопа (б): 1 – лазерное излучение; 2 – вакуумная камера; 3 – внеосевое параболическое зеркало; 4 – мишень на моторизованных подвижках; 5 – детектор жесткого рентгеновского излучения; 6 – свинцовые блоки; 7 – блок замедлителя со связкой ^3He -счетчиков.

В эксперименте варьировался контраст лазерного импульса по пьедесталу усиленной спонтанной люминесценции (УСЛ). Для обычного импульса он составлял $\sim 10^{-8}$ по интенсивности за 10 пс до пика основного импульса. При включении системы очистки контраста XPW (Cross Polarized Wave) [31] контраст становился выше 10^{-9} .

Для диагностики плазмы применялся рентгеновский сцинтилляционный детектор, рассчитанный на диапазон регистрации квантов с энергиями $100 \text{ кэВ} - 10 \text{ МэВ}$. Он был снабжен системой свинцовых блоков и заслонок для фильтрации и диафрагмирования рентгеновского пучка. Показания этого детектора позволяли оценивать «качество» выстрела, т.е. коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в энергию импульса жесткого рентгеновского излучения. Эта величина достаточно объективно отражает эффективность генерации быстрых электронов, а они, в свою очередь, во многом определяют ускорение ионов.

Для регистрации нейтронов в непосредственной близости от вакуумной камеры располагался набор ^3He -счетчиков, окруженных замедлителем из ацетилена, покрывающим около 20% полного телесного угла. Сигнал во временном окне шириной 1 мс регистрировался цифровым осциллографом с полосой пропускания 250 МГц. Время генерации нейтронов в плазме определяется временем передачи энергии от электронов к ионам и составляет несколько

пикосекунд. Для оценки эффективности системы счета нейтронов на место мишени помещался источник нейтронов на основе калифорния с известной активностью, испускающий нейтроны с энергией $\sim 2 \text{ МэВ}$, что как раз близко к энергии нейтронов, возникающих при DD-реакции синтеза в плазме. Измерения показали, что при среднем числе распадов Cf-источника около 3×10^4 в секунду детектор срабатывает с частотой $150 \pm 30 \text{ Гц}$, что соответствует эффективности регистрации нейтронов из мишени $0.5 \pm 0.1\%$ от числа нейтронов в полный телесный угол.

На основе времяпролетной методики регистрации ионов [26] был изучен спектр ионов из плазмы. Статистика накапливалась за серию из нескольких тысяч выстрелов. Затем на основе рентгеновских данных были отсеяны выстрелы, в которых по тем или иным причинам сигнал отсутствовал. Следует отметить, что статистика регистрации нейтронов имела пуассоновский характер и слабо зависела от интегрального выхода жесткого рентгеновского излучения (см. ниже). Это, по всей видимости, говорит о том, что выход нейтронов зависит скорее от вложенной энергии лазерного излучения и слабо от пиковой интенсивности в том или ином лазерном импульсе.

3. Основные результаты

Для оценки спектра ионов в плазме обратимся вначале к данным ионной диагностики. На рис.2 показан спектр дейтронов, измеренный для мишени в виде плоской дейтерированной пленки CD_2 при контрасте лазерного импульса 10^{-8} . Такой контраст в случае металлических мишеней приводит к образованию небольшого преплазменного слоя с характерной протяженностью вдоль нормали порядка десятых долей длины волны [32]. Для прозрачных диэлектрических мишеней контраст должен быть достаточным для предотвращения образования плазмы предымпульсами. Это говорит в пользу того, что структуры на образцах из порошка не размываются к моменту прихода основного импульса. Видно, что распределение ионов по энергиям E в области, где $E \gtrsim 100 \text{ кэВ}$, близко к экспоненциально спадающему с эффективной «температурой» спектра около 120 кэВ. Поскольку энергия ионов в плазме пропорциональна энергии горячих электронов, то последняя может также быть оценена как 120–150 кэВ.

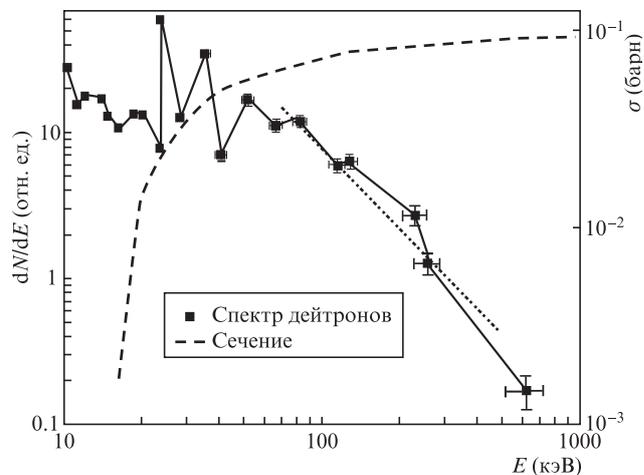


Рис.2. Спектр дейтронов в лазерной плазме на плоской CD_2 -пленке и сечение DD-реакции с выходом нейтрона; пунктирная кривая – аппроксимация спектра экспоненциально спадающей функцией с эффективной температурой $T = 120 \pm 20 \text{ кэВ}$.

В предположении преимущественно пондеромоторного ускорения/нагрева электронов в данных условиях взаимодействия, эта величина находится в разумном согласии с расчетными значениями, полученными нами ранее [33]. Проведенные измерения не могут дать информацию о спектре дейтронов при энергиях менее 10–20 кэВ, и изучить их вклад в термоядерную реакцию синтеза не представляется возможным, хотя такая задача и является актуальной для уточнения сечений ядерных процессов при малых энергиях. Тем не менее, учитывая очень низкое сечение реакции в диапазоне $E < 10$ кэВ (менее 10^{-31} м², рис.2) [25], основной вклад в образование нейтронов в наших экспериментальных условиях дают дейтроны с энергией 50–200 кэВ.

Как упоминалось выше, число регистрируемых нейтронов слабо коррелирует с амплитудой сигнала рентгеновского детектора (рис.3,а). При этом нейтронный сигнал отсутствовал для тех лазерных импульсов, для кото-

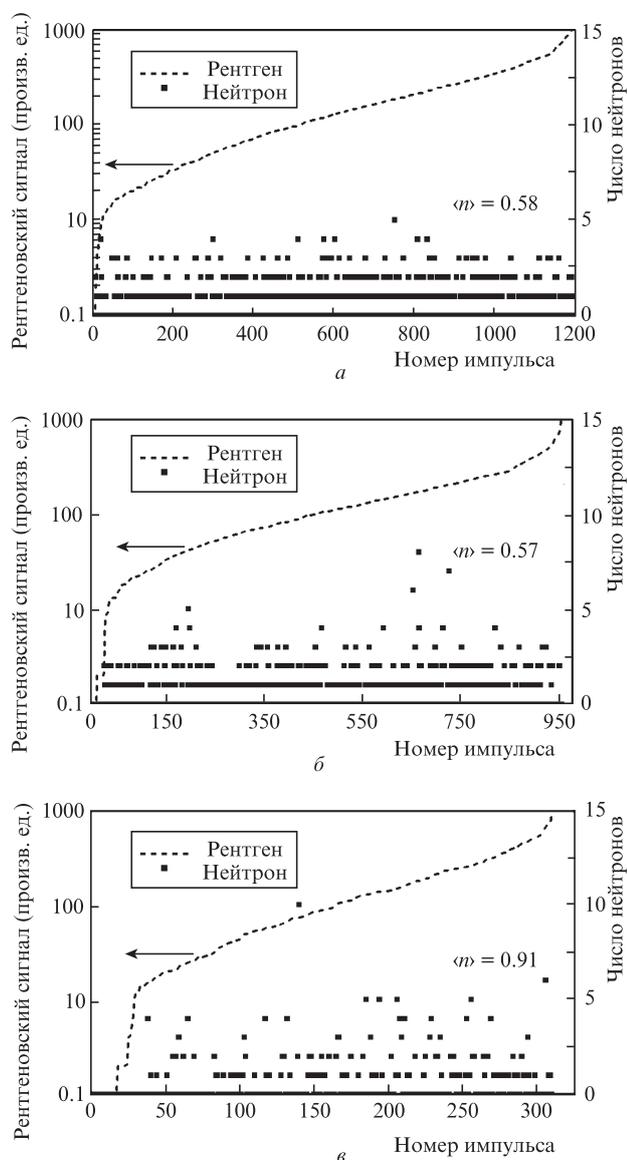


Рис.3. Амплитуда сигнала рентгеновского детектора за каждый лазерный импульс и число зарегистрированных нейтронов за этот же импульс для мишени со средней плотностью 0.78 г/см^3 и контрастами импульса 10^{-8} (а) и выше 10^{-9} (б), а также для мишени со средней плотностью 0.35 г/см^3 и контрастом импульса 10^{-8} (в); $\langle n \rangle$ – среднее число нейтронов за импульс за всю серию измерения.

рых отсутствовало рентгеновское излучение. Можно оценить среднее число нейтронов, генерируемых за один импульс, суммируя число зарегистрированных нейтронов примерно за одну тысячу лазерных импульсов. Для более плотного образца (0.78 г/см^3) и импульса с контрастом 10^{-8} эта величина оказалась равной 0.58 ± 0.15 нейтронов за импульс или около 100 нейтронов за импульс в полный телесный угол с учетом эффективности детектора и изотропного распределения нейтронов [17]. Тем не менее достаточно сильный разброс выхода нейтронов от импульса к импульсу, судя по всему, говорит как раз об удачном попадании излучения в каверну, впадину или другое образование на мишени. Данные по среднему выходу нейтронов в целом схожи с нашими более ранними результатами для обычной пленки. Поэтому можно сказать, что при плотности в $\sim 0.8 \text{ г/см}^3$ прессованная мишень слабо отличается от твердотельной пленочной. Максимальный зарегистрированный выход составил 5 нейтронов за один импульс или около 3×10^4 в пересчете на один джоуль лазерной энергии. При этом лазерный импульс, для которого был зафиксирован максимальный выход нейтронов, не отличался большим сигналом рентгеновского детектора, что еще раз подтверждает статистическую независимость двух наборов данных.

Появление за отдельный лазерный импульс столь большого числа нейтронов нельзя объяснить статистикой наших измерений. Дело в том, что при почти одновременной регистрации всех нейтронов за некоторый лазерный импульс (во временном окне 500 мкс) определяющую роль имеет не статистика фотоотчетов (что было важно при измерениях нейтронов от тестового источника), а статистика распределения угла вылета нейтронов, т.е. статистика их пространственного распределения. Это распределение в наших условиях изотропно. При среднем числе нейтронов 100 за импульс и полном угле регистрации 0.8π (20% от полного телесного угла) детектор регистрирует 20 событий. Согласно статистике Пуассона вероятность зарегистрировать при этом в 10 раз больше частиц ничтожно мала и не может проявить себя даже на выборке из 1000 лазерных импульсов. Так, даже если не принимать во внимание эффективность детектора, а исходить из среднего числа в ~ 0.5 нейтронов за импульс, вероятность зарегистрировать 5 нейтронов в некотором импульсе составляет $\sim 10^{-4}$, т.е. всего 0.1 за 1000 импульсов. Таким образом, эффективность возбуждения DD-реакции действительно имеет достаточно сильный разброс от одного лазерного импульса к другому, что может быть связано с сильной неоднородностью поверхности мишени.

Средняя оценка выхода примерно 3×10^4 нейтронов на 1 Дж разумно сочетается с данными других научных групп, работавших при схожих интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения. Для более длинного импульса пикосекундного диапазона выход оказывается на порядок большим [16], что может быть связано с более эффективным ускорением ионов длинным импульсом в глубь мишени (их ускорение происходит еще во время действия импульса, ускоряющий потенциал действует дольше). При повышении энергии лазерного излучения эффективность генерации нейтронного потока будет, конечно, возрастать, что связано с ростом популяции быстрых, или так называемых горячих электронов (с долей до единиц процента [34]). Эти электроны во многом определяют число ускоренных до высоких (свыше 10 кэВ)

энергий дейтронов, которые могут вступать в реакцию синтеза.

Переход к импульсу с более высоким контрастом (выше 10^{-9}) не привел к заметному изменению выхода нейтронов из плазмы (рис.3,б). Это еще раз указывает на то, что контраст 10^{-8} уже достаточен для обеспечения взаимодействия основного сверхкороткого лазерного импульса со слабо возмущенной исходной структурированной мишенью. Среднее значение выхода также находится на уровне 0.57 нейтронов за импульс в серии из тысячи импульсов. Считается, что более высокий контраст лазерного импульса приводит к ускорению электронов на более резкой границе мишени и, как следствие, к более сильному ускоряющему ионы амбиполярному полю [26]. Однако речь идет об ионах, летящих от поверхности мишени, а не в глубь нее. В нашем же случае определяющую роль играет, по всей видимости, морфология поверхности мишени. Проникновение излучения между структурами обеспечивает трехмерный локальный разлет вещества мишени, сопровождающийся образованием большего объема плазмы с высокой средней энергией ионов. Повышение эффективности ускорения протонов и дейтронов было также продемонстрировано экспериментально с применением микроструктурированных мишеней типа «снежный покров» с большим масштабом структур [35], а также для наностолбиков [19, 36].

Концентрация вступающих в реакцию синтеза дейтронов в плазме может быть достаточно просто оценена, исходя из среднего числа регистрируемых нейтронов. Быстрые ионы, как и горячие электроны, образуются в области максимального поглощения лазерного излучения. Средняя длина поглощения частиц d согласно данным SRIM [37] для частиц с энергией ~ 100 кэВ составляет ~ 1 мкм в веществе CD_2 с плотностью 0.78 г/см³. С учетом среднего сечения DD-реакции $\sigma \approx 0.07$ барн в диапазоне энергий 50–200 кэВ и концентрации атомов дейтерия $n_d \approx 0.7 \times 10^{23}$ см⁻³ (при плотности вещества 0.78 г/см³), можно получить оценку вероятности реакции $P_{DD} = d\sigma n_d \approx 5 \times 10^{-7}$. Поскольку среднее число нейтронов составляет $\sim 10^2$ за импульс в полный телесный угол, то общее число быстрых ионов дейтерия определяется просто отношением числа генерируемых нейтронов к вероятности P_{DD} , т.е. составляет $\sim 2 \times 10^8$. Тогда для коэффициента конверсии энергии лазерного импульса в энергетичные ионы (со средней энергией 100 кэВ) получаем $\sim 10^{-4}$.

Воздействие лазерного импульса на мишень меньшей плотности (0.35 г/см³) в нашем случае было отмечено статистически достоверным ростом среднего числа нейтронов за импульс почти в два раза (до 0.91 ± 0.2) по сравнению с более плотным образцом (рис.3,в). В наиболее удачном выстреле выход нейтронов может быть оценен в $\sim 7 \times 10^4$ на 1 Дж лазерной энергии. Этот результат указывает на тенденцию, противоположную наблюдаемой ранее в [16], где имело место падение выхода нейтронов при облучении низкоплотной мишени импульсом с низким контрастом.

Исходя из структуры поверхности можно предположить, что рост числа нейтронов связан с более частым попаданием импульса в каверны на мишени, где достигается режим трехмерного разлета горячей плазмы. Поэтому можно говорить о перспективности применения структурированных мишеней, где каждый импульс лазерной системы воздействовал бы на подготовленную часть мише-

ни. Для этого, конечно, необходимо прецизионно контролировать изготовление образцов и место воздействия излучения на мишень, но эта задача вполне технически реализуема. Конечно, чтобы понять причины наблюдаемого эффекта, необходимо проведение численного моделирования. Тем не менее наши результаты говорят о перспективности исследований с малоплотными мишенями в режиме сверхкороткого высококонтрастного воздействия. Конечно, эти оценки нуждаются в уточнении, тем более, что можно говорить не только об эффекте увеличения объема горячей плазмы. Результаты более детальных численных и аналитических расчетов, равно как и экспериментов с другими мишенями, будут опубликованы в следующих статьях.

4. Заключение

В ходе исследований было продемонстрировано, как можно увеличить выход нейтронов, образующихся в ходе DD-реакции синтеза в лазерной плазме на поверхности дейтерированной мишени. Так, при воздействии импульсного лазерного излучения с пиковой интенсивностью $\sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см² на специальную мишень из дейтерированного полипропилена с структурированной поверхностью и со средней плотностью ~ 0.35 г/см³ выход нейтронов в полный телесный угол в максимуме достигал 7×10^4 в пересчете на 1 Дж лазерной энергии, что вдвое больше, чем при облучении аналогичной мишени с большей плотностью (0.78 г/см³) в аналогичных экспериментальных условиях. Простые оценки и анализ изображений поверхности образцов показали, что наблюдаемый эффект может быть связан с объемным поглощением лазерного излучения в кавернах и впадинах на поверхности мишени. Для мишени с меньшей средней плотностью поверхность оказывается более рыхлой, и излучение чаще «удачно» попадает в такие образования.

Как было упомянуто выше, задача современных исследований состоит в увеличении выхода нейтронов без повышения энергии лазерного импульса (иначе это сопровождается значительным увеличением размеров самой установки), а цель – в создании компактного источника нейтронов, и для этого перспективно применение специально приготовленных мишеней. Использование структурированной мишени с пониженной средней плотностью в первую очередь выгодно тем, что в этом случае возможно достичь режима более объемного поглощения излучения, когда число вовлеченных в процесс ускорения частиц будет значительно больше, даже несмотря на уменьшение общей плотности мишени. Кроме того, если структура мишени включает плотные образования, размер которых сопоставим с длиной волны воздействующего лазерного излучения, то при их нагреве разлет может идти уже не в глубь или от поверхности мишени, но также и навстречу другим рядом разлетающимся образованиям, что повышает число столкновений.

Подчеркнем, что лазерные системы, аналогичные используемой нами, в перспективе могут быть модернизированы для получения высокой частоты следования импульсов [38], что важно для создания новых радиоактивных источников, включая компактный источник нейтронов.

Полученный результат свидетельствует о высоком потенциале специально приготовленных мишеней с точки зрения создания компактных лазерно-плазменных источ-

ников нейтронов. Работы по данному направлению будут продолжены, и с высокой степенью вероятности можно ожидать дальнейшего роста выхода нейтронов при использовании мишеней, параметры которых будут предварительно рассчитаны численно и аналитически.

Исследования были выполнены при поддержке гранта РФФИ №17-12-01283. Подготовка и наладка времяпролетного спектрометра была сделана в рамках гранта РФФИ №18-32-00416. Авторы благодарны А.Н.Пасхалову и Н.В.Еремину за предоставление детектора нейтронов и калибровочного источника. Электронная микроскопия поверхности мишени проведена на оборудовании Учебно-методического центра литографии и микроскопии МГУ им. М.В.Ломоносова.

1. Ledingham K.W.D., Galster W. *New J. Phys.*, **12**, 045005 (2010).
2. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
3. Galy J., Hamilton D.J., Normand C. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **175**, 147 (2009).
4. Alvarez J. et al. *Phys. Procedia*, **60**, 29 (2014).
5. Brenner C.M. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 014039 (2016).
6. Gerbaux M. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 023504 (2008).
7. Kardjilov N. et al. *Materials Today*, **14**, 248 (2011).
8. Willingale L. et al. *Phys. Plasmas*, **18**, 083106 (2011).
9. Schwoerer H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2317 (2001).
10. Davis J., Petrov G.M. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **50**, 065016 (2008).
11. Higginson D.P. et al. *Phys. Plasmas*, **18**, 100703 (2011).
12. Цымбалов И.Н. и др. *Ядерная физика*, **80**, 1 (2017).
13. Giuliotti D. et al. *Nucl. Instrum. Methods B*, **402**, 373 (2017).
14. Roth M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 044802 (2013).
15. Krasa J. et al. *High Pow. Las. Sci. Engin.*, **2**, e19 (2014).
16. Belyaev V.D. et al. *J. Phys. IV France*, **133**, 507 (2006).
17. Демченко Н.Н. и др. *ЖЭТФ*, **155**, 204 (2019) [*JETP*, **128**, 178 (2019)].
18. Satoh N. et al. *Plasma Fus. Res.*, **13**, 2401028 (2018).
19. Curtis A. et al. *Nature Commun.*, **9**, 1077 (2018).
20. Murnane M.M., Falcone H.C. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1068 (1993).
21. Волков Р.В. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 3 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 1 (1998)].
22. Kulcsar G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5149 (2000).
23. Волков Р.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000) [*JETP Lett.*, **72**, 401 (2000)].
24. Golishnikov D.M. et al. *Laser Phys.*, **11**, 1205 (2001).
25. <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.
26. Шуляпов С.А. и др. *Квантовая электроника*, **46**, 432 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 432 (2016)].
27. Flacco A. et al. *Nucl. Instrum. Methods A*, **620**, 18 (2010).
28. Varmazyar P. et al. *Laser Part. Beams*, **36**, 226 (2018).
29. McKenna P. et al. *Laser Part. Beams*, **26**, 591 (2008).
30. Sentoku Y. et al. *Appl. Phys. B*, **74**, 207 (2002).
31. Jullien A. et al. *Opt. Lett.*, **30**, 920 (2005).
32. Ivanov K.A. et al. *Phys. Plasmas*, **24**, 063109 (2017).
33. Tsymbalov I. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 075016 (2019).
34. Beg F. et al. *Phys. Plasmas*, **4**, 447 (1997).
35. Ziegler A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 215004 (2013).
36. Dozières M. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 065016 (2019).
37. Ziegler J. *SRIM & TRIM* (2017); <http://www.srim.org/>.
38. Hah J. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 054011 (2018).