

Лазерное ускорение ионов с использованием мишеней низкой плотности

А.В.Брантов, М.А.Ракитина, С.И.Глазырин, В.Ю.Быченков

Рассмотрена возможность получения все еще недостижимых энергий лазерно-ускоренных ионов уровня субГэВ на нуклон, необходимых для ряда практических приложений, при использовании короткоимпульсного излучения лазера нового поколения XCELS. Для ускорения ионов до таких энергий предлагается применять низкоплотные мишени, получаемые, например, в результате предшествующего облучения твердотельной фольги дополнительным, более длинным лазерным импульсом. Использование мишеней с контролируемой преплазмой на фронтальной стороне позволяет значительно повысить эффективность нагрева электронов и последующего ускорения ионов полем разделения заряда с тыльной стороны мишени. Такой, в целом классический, механизм ускорения сравнивается с недавно предложенным механизмом синхронизованного ускорения ионов «медленным» светом. Проведенное PIC-моделирование лазерного ускорения протонов дополнено гидродинамическими расчетами для поиска оптимального профиля преплазмы, позволяющего наиболее эффективно генерировать высокоэнергетические частицы. Показана возможность получения большого числа протонов с энергиями порядка 1 ГэВ.

Ключевые слова: лазерная установка XCELS, петаваттный уровень энергии, лазерное ускорение ионов, лазерные мишени.

1. Введение

В отличие от метода классического кильватерного ускорения электронов, позволяющего генерировать пучки с энергией на уровне ГэВ, достигнутая в экспериментах энергия лазерно-ускоренных ионов все еще находится в пределах 100 МэВ [1]. При этом была предсказана возможность получения нерелятивистских ионов с максимальными энергиями вплоть до несколько сот МэВ с использованием схемы ускорения, в которой вырываемые в направлении распространения лазерного импульса электроны, проходя сквозь полупрозрачную мишень оптимизированной толщины, создают сильное квазистатическое электрическое поле разделения зарядов, ускоряющее ионы (направленный кулоновский взрыв). Настоящего прорыва в эффективном ускорении ионов можно ожидать с введением в строй лазерной установки нового поколения XCELS с предполагаемой энергией в одном пучке на уровне ~ 300 Дж. В этом случае теоретически предсказанная [2] максимально возможная энергия протонов, ускоренных из сверхтонких фольг в режиме направленного кулоновского взрыва, может достигать до уровня ГэВ.

Однако получение подобного уровня энергий в данной схеме затруднено требованием (по-видимому, не достижимым экспериментально) наличия сверхвысокого контраста лазерного импульса, при котором обеспечивается неразрушение мишени естественным предимпульсом. Вместе с тем полученное отличие от стандартного корневого скейлинга роста энергии протонов с энергией лазера связано с увеличением эффективности поглощения [2], которое может быть также достигнуто благодаря наличию преплазмы на облучаемой стороне мишени [3]. Именно нахождению оптимальных размеров преплазмы для наиболее эффективного ускорения ионов лазерным импульсом с параметрами установки XCELS посвящена настоящая работа. В ней также проведено сравнение классической схемы ускорения протонов полем разделения зарядов со схемой ускорения ионов «медленным» светом [4, 5] из мишеней околорелятивистской плотности.

Наряду с использованием пучков протонов/ионов для диагностических целей (протонная радиография [6]) в лазерно-плазменных экспериментах и материаловедении или для испытаний элементов космической электроники на радиационную стойкость, возможность ускорять за один выстрел большое число протонов с энергией в несколько МэВ позволит осуществить наработку терапевтической дозы короткоживущих медицинских изотопов, необходимых для позитрон-эмиссионной томографии [7]. Получение протонов с энергией, превышающей 200 МэВ, приблизит широко обсуждаемое использование лазерно-иницируемых протонов для терапии онкологических заболеваний [8]. Активно обсуждается использование пучков протонов для получения вещества в экстремальном состоянии за счет его изохорического нагрева [9], осуществления концепции быстрого ионного поджига в рамках лазерного управляемого термоядерного синтеза [10], моделирования астрофизических процессов [11].

А.В.Брантов, М.А.Ракитина. 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: brantovav@lebedev.ru

С.И.Глазырин, В.Ю.Быченков. 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; Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Суцеская ул., 22; e-mail: glazyrin@itep.ru

Поступила в редакцию 13 ноября 2022 г.

2. Постановка эксперимента

В основе предлагаемого метода лежит оптимизация параметров преплазмы твердотельной мишени (размер и плотность) и условий фокусировки лазерного импульса длительностью 25 фс установки XCELS (мощность 10–15 ПВт) с длиной волны $\lambda_{\text{las}} = 1$ мкм на профиль ее электронной плотности для достижения максимально эффективного ускорения ионов. Предполагается, что основной лазерный импульс падает по нормали (или под углом, близким к нормали) на мишень с небольшой контролируемой задержкой по отношению к специально используемому дополнительному наносекундному импульсу, имеющему интенсивность $\sim 10^{12}$ Вт/см² и длительность порядка нескольких наносекунд. Пятно фокусировки основного импульса, равное полной ширине импульса (соответствует снижению его интенсивности в два раза), составляет примерно восемь длин волн излучения (меньшего или порядка размера пятна фокусировки наносекундного импульса), что соответствует максимальной интенсивности на мишени $\sim 2 \times 10^{22}$ Вт/см². Мишень представляет собой металлическую или пластмассовую фольгу толщиной от нескольких микрон до десятков мкм. При этом протоны ускоряются из тонкого органического слоя, всегда присутствующего на тыльной стороне мишени (контаминант). Представляется возможным использование комбинированной мишени со слоем пластика на тыльной стороне металлической мишени. Перспективным также может выглядеть использование дополнительного низкоплотного слоя (аэрогель, пена) на фронте основной мишени, способного обеспечить получение оптимального профиля преплазмы на облучаемой стороне. Преплазма может создаваться также естественным нано- или пикосекундным предимпульсом (если его характеристики хорошо соответствуют условиям образования оптимального профиля плазменной короны).

В качестве альтернативной схемы рассматривается взаимодействие только основного лазерного импульса с водородсодержащими низкоплотными мишенями (аэрогелями) в условиях неразрушающего влияния конечного контраста импульса. Такая мишень позволяет реализовать на практике недавно предложенный эффективный механизм ускорения протонов синхронизированным «медленным» светом [4].

3. Моделирование эксперимента

С использованием параметров лазера XCELS мы провели многопараметрические расчеты, предсказывающие оптимальный размер преплазмы для получения протонов с максимально достижимыми энергиями. Оптимизационные расчеты, типа сделанных в [2, 12, 13], сначала были выполнены в двумерной геометрии, а затем, для определенного оптимального размера преплазмы, – в трехмерной. Для моделирования использовался кинетический численный код МАНДОР [14], реализующий метод «частиц-в-ячейке» (PIC). Размер области моделирования составлял $140\lambda_{\text{las}} \times 50\lambda_{\text{las}}$ с пространственными шагами $0.01\lambda_{\text{las}}$ и $0.05\lambda_{\text{las}}$ в продольном (ось x вдоль направления распространения лазерного импульса) и поперечном (ось y) направлениях соответственно. Вектор поляризации лазерного импульса был направлен вдоль оси y . В качестве мишени использовался слой преплазмы толщиной 80 мкм с экспоненциальным профилем плотности электронов

$n_e \propto e^{-x/L}$, прилегающей с облучаемой стороны к фольге толщиной 1 мкм. С тыльной стороны фольги имелся дополнительный водородсодержащий слой толщиной 0.2 мкм, моделирующий присутствующую там органическую примесь. Плотность преплазмы увеличивалась от $0.05n_c$ до $(1 - 30)n_c$ (первая серия расчетов) и от $0.01n_c$ до $(5 - 30)n_c$ (вторая серия расчетов), что отвечало изменению характерного градиента ее плотности L от 10 до 30 мкм (n_c – критическая плотность). Плотность фольги составляла $100n_c$, а плотность дополнительного слоя, состоящего из электронов и протонов, $50n_c$. Тяжелые ионы преплазмы и фольги предполагались неподвижными. Число частиц каждого сорта в ячейке менялось от четырех в преплазме до 50 в дополнительном слое.

Лазерный импульс длительностью 25 фс с безразмерной амплитудой поля $a_0 = 120$ (с интенсивностью 2×10^{22} Вт/см² для длины волны $\lambda_{\text{las}} = 1$ мкм) фокусировался на профиль плотности преплазмы в пятно размером $8\lambda_{\text{las}}$. Трехмерные расчеты проводились при тех же параметрах лазерного импульса, но в несколько меньшей расчетной области, размер которой составлял $100\lambda_{\text{las}} \times 30\lambda_{\text{las}} \times 30\lambda_{\text{las}}$ в случае оптимального профиля преплазмы и $40\lambda_{\text{las}} \times 30\lambda_{\text{las}}$ – при расчете ускорения ионов из мишени околос критической плотности. Размер мишени с околоскритической плотностью изменялся от $4\lambda_{\text{las}}$ до $10\lambda_{\text{las}}$, а ее плотность изменялась от $20n_c$ до $36n_c$. Рассматривалась CH_2 -мишень, состоящая из электронов, полностью ионизованных ионов углерода и протонов. Для каждого сорта (электроны и два сорта ионов) использовалась одна расчетная частица в ячейке.

Для обоснования возможности получения оптимального профиля преплазмы при облучении твердотельной мишени наносекундным импульсом была проведена серия гидродинамических расчетов, позволяющих изучить динамику изменения плотности разлетающейся мишени. Расчеты проводились с использованием кода FRONT [15], решающего систему уравнений двухтемпературной гидродинамики с учетом обратнотормозного нагрева лазерным импульсом, электрон-ионных столкновений и нелокальной электронной теплопроводности. Уравнения гидродинамики дополнялись уравнениями состояния, которые учитывают переменную степень ионизации среды. Расчет ионизации проводился в приближении Саха. В расчетах использовалась алюминиевая мишень. Помимо серии одномерных расчетов с различными длительностями (от 0.5 до 5 нс) и интенсивностями (от 10^9 до 10^{14} Вт/см²) лазерных импульсов были проведены двумерные расчеты в цилиндрической геометрии, для которых использовалась алюминиевая или титановая мишень с постоянной ионизацией. В этих двумерных расчетах интенсивность лазерного импульса длительностью 2 нс составляла 10^{12} или 10^{13} Вт/см² при пятне фокусировки, равном 10 мкм (FWHM по интенсивности).

4. Результаты анализа и моделирования

Результаты оптимизации ускорения ионов по энергии в зависимости от размеров преплазмы приведены на рис.1. Проведенные расчеты показывают существование оптимального профиля плотности преплазмы, который позволяет наиболее эффективно нагревать электроны и приводит к ускорению протонов с тыльной стороны мишени до максимальных энергий в соответствии (хотя и для лазера с гораздо меньшей энергетикой) с давно сде-

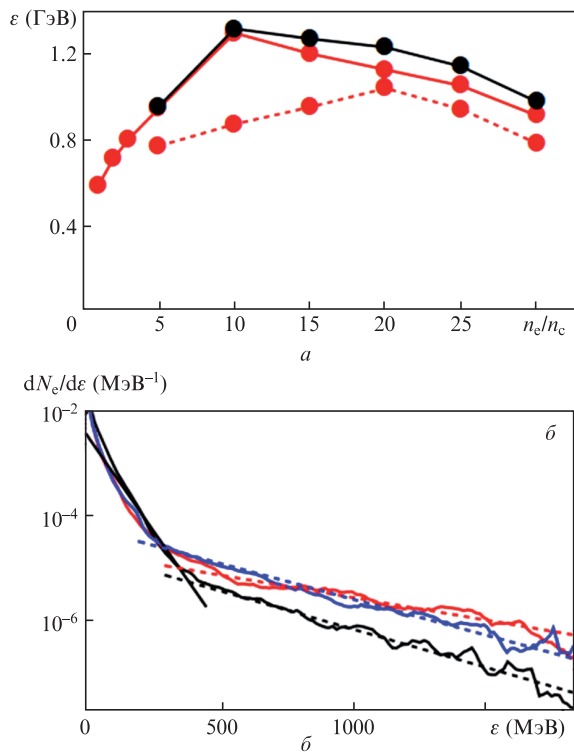


Рис.1. Зависимости максимальной энергии протонов от максимальной плотности преплазмы при ее минимальном значении $0.05n_c$ (сплошные кривые) и $0.01n_c$ (пунктирная кривая); красные кривые отвечают фокусировке импульса на начало преплазмы, а черная кривая соответствует фокусировке на фольгу (а). На рис.б показаны спектры электронов (нормированные на полное число частиц) в момент времени 310 фс для максимальной плотности преплазмы $5n_c$ (черная кривая), $10n_c$ (красная кривая) и $20n_c$ (синяя кривая). Прямая сплошная черная линия отвечает пондеромоторному скейлингу, пунктирные линии – соответствующим температурам горячих электронов (см. текст)

ланным выводом [3]. Оптимальный профиль плотности преплазмы отвечает ее экспоненциальному спаду от $10n_c$ с характерным градиентом ~ 15 мкм. При этом в данном случае точка фокусировки основного лазерного импульса на профиль плотности разлетающейся преплазмы оказывается несущественной (ср. черную и красную кривые на рис.1,а). Полученная зависимость коррелирует с температурой горячих электронов, которая возрастает с 300 МэВ для $5n_c$ до 500 МэВ для оптимального профиля с $10n_c$, а затем падает до 320 МэВ для $20n_c$ (рис.1,б). Заметим, что полученные значения температуры оказываются много больше пондеромоторного скейлинга, $T_e = a_0 m_e c^2 \approx 60$ МэВ, который описывает промежуточную часть электронного спектра (показан сплошной черной прямой на рис.1,б), практически не меняющуюся при изменении профиля преплазмы. Максимальная энергия протонов, предсказываемая двумерными расчетами, находится на уровне 1.3 ГэВ и оказывается ожидаемо больше результатов трехмерного расчета, проведенного для оптимальных условий и дающего энергию протонов порядка 0.8 ГэВ (подобное расхождение результатов трехмерных и двумерных расчетов обсуждалось в [16]). Полное число протонов с энергией более 100 МэВ составляет 6×10^{11} , их полная энергия оказывается порядка 20 Дж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных высокоэнергетических протонов $\sim 6\%$.

Исследование ускорения протонов из мишеней с околокритической плотностью не требовало модельного

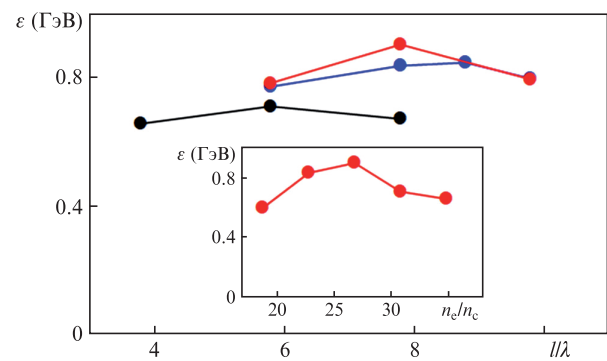


Рис.2. Зависимости максимальной энергии протонов от толщины мишени l при ее плотности $24n_c$ (синяя кривая), $28n_c$ (красная кривая) и $32n_c$ (черная кривая). На вставке: зависимость максимальной энергии протонов от плотности мишени при ее оптимальной толщине.

ограничения размерности задачи и было основано на результатах трехмерных расчетов, которые являются менее ресурсозатратными по сравнению с предыдущим случаем вследствие меньших продольных размеров мишени. Для каждого значения плотности мишени была найдена ее оптимальная толщина, при которой протоны ускорялись до максимальной энергии. Результаты расчетов приведены на рис.2. Для оптимальных мишеней с плотностью $(25-30)n_c$ и толщиной 6–9 мкм максимальная энергия ускоренных протонов находится на уровне 0.8–0.9 ГэВ. Полученный спектр протонов демонстрирует экспоненциальный спад с характерными температурами: 105 МэВ в диапазоне энергий 90 – 500 МэВ, а также порядка 30 МэВ при меньших и 50 МэВ при больших энергиях (см. красную кривую и пунктирные линии на рис.3). Ускоренные протоны с энергией более 100 МэВ (полное число $\sim 10^{12}$ частиц) уносят энергию около 32 Дж, что определяет коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию этих энергетических протонов на уровне 9%. Таким образом, ожидается рекордный выход высокоэнергетических ионов. При этом ускорение протонов из ультратонких фольг оптимальной толщины приводит к меньшему числу энергетических протонов и меньшим максимальным энергиям (ср. красную и черную кривые на рис.3).

Отдельно исследовалась возможность получения необходимых профилей плотности на основе гидродинамических расчетов разлета мишени. Сначала была проведена серия одномерных расчетов, предсказывающих формирование низкоплотного (с плотностью менее $(0.1-0.2)n_c$) плазменного облака, которое на момент окончания лазерного импульса (5 нс) начинается примерно на расстоянии 200–600 мкм от мишени и его размер доходит до 3–4 мм. Характерная величина градиента, описывающего профиль низкоплотного хвоста плазменного факела, выходит на насыщение (~ 2 мм) при плотности энергии облучаемого лазерного импульса более или порядка 10^3 Дж/см 2 . Также был выполнен ряд двумерных расчетов в цилиндрической геометрии, описывающих трехмерный осесимметричный разлет плазменного факела на фронте мишени. Проведенные расчеты показали, что ударная волна за время ~ 5 нс с начала прихода импульса (во время достижения максимальной интенсивности на мишени) проходит расстояние ~ 10 мкм в глубь алюминиевой мишени при интенсивности 10^{12} Вт/см 2 или ~ 20 мкм при интенсивности 10^{13} Вт/см 2 (рис.4,а). Использование титано-

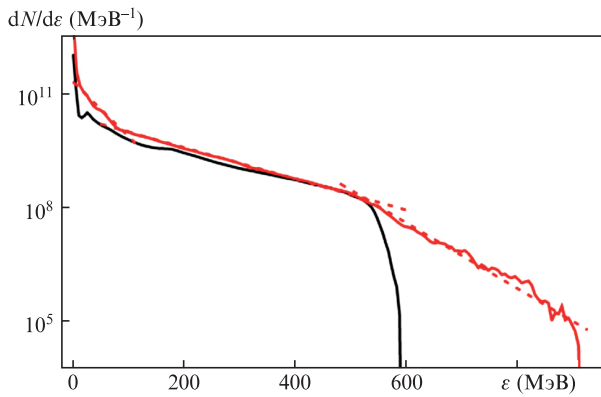


Рис.3. Спектры протонов, ускоренных импульсом установки XCELS, из мишени с плотностью $28n_c$ и толщиной 8 мкм (красная кривая) и ускоренных из ультратонкой фольги оптимальной толщины 200 нм (черная кривая). Пунктирные красные линии отвечают соответствующим температурам протонов (см. текст).

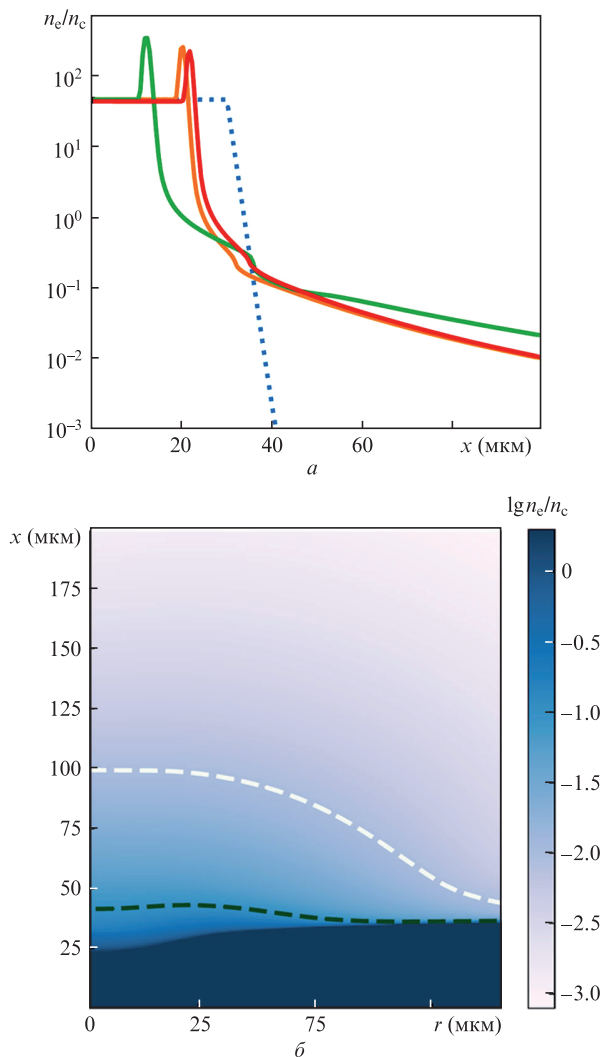


Рис.4. Профили плотности плазмы вдоль оси лазерного импульса в момент времени 5 нс при облучении алюминиевой мишени импульсом с интенсивностью 10^{12} Вт/см² (желтая кривая) и 10^{13} Вт/см² (зеленая кривая) и титановой мишени импульсом с интенсивностью 10^{12} Вт/см² (красная кривая); пунктирная синяя линия показывает начальный профиль плотности (а). На рис.б показан двумерный разлет алюминиевой мишени при воздействии на нее лазерного импульса с интенсивностью 10^{12} Вт/см². Штриховые линии показывают уровни плотности плазмы $0.1n_c$ (черная) и $0.01n_c$ (белая).

вой мишени вместо алюминиевой несколько уменьшает (на 1–2 мкм) глубину проникновения ударной волны.

В радиальном направлении плазма разлетается на расстояние, существенно превышающее размер пятна фокусировки (рис.4,б). В результате внутри него образуется кратер (канал) шириной больше самого пятна (радиусом порядка 20 мкм) и глубиной 10–30 мкм, заполненный плазмой. Характерный градиент плотности плазмы в центре канала в районе критической плотности меняется по мере воздействия лазерного импульса и разлета плазмы. В момент достижения максимальной интенсивности на мишень он составляет ~ 3 мкм (при интенсивности 10^{12} Вт/см²) и 7 мкм (при 10^{13} Вт/см²). Масштаб неоднородности преплазмы несколько возрастает по мере ее разлета, но наиболее сильно он зависит от интенсивности предимпульса. Так, повышение интенсивности предимпульса до 5×10^{13} Вт/см² приводит к характерному пространственному градиенту в области критической плотности к моменту прихода максимума импульса на мишень порядка 13 мкм, что соответствует величине оптимального градиента. Однако при такой интенсивности предимпульса желательно использовать мишени толщиной не менее 30 мкм, чтобы не разрушить ее тыльную сторону.

5. Требование к эксперименту

Выше продемонстрирована возможность использования мощных лазерных импульсов с параметрами, ожидаемыми на установке XCELS, для ускорения протонов до рекордных энергий. Высокая эффективность ускорения протонов из мишеней с преплазмой на облучаемой стороне позволяет надеяться на реализуемость данной схемы даже при условии неидеального контраста лазерного импульса. Однако наличие предимпульса должно учитываться при создании слоя преплазмы. Для получения протонов с энергиями на уровне порядка 1 ГэВ лазерный импульс должен быть сфокусирован в пятно размером не более 6–8 мкм (FWHM по интенсивности) для достижения на мишени максимума интенсивности $\geq 2 \times 10^{22}$ Вт/см². Важным фактором успешного эксперимента по ускорению протонов до рекордных энергий является необходимость сохранения неразрушенной тыльной стороны мишени, что ограничивает выбор материала основной мишени тугоплавкими металлическими фольгами толщиной более 10 мкм. Именно наличие неразрушенного водородсодержащего субмикронного покрытия на тыльной стороне металлической фольги позволит получать пучки ускоренных протонов с высокими энергиями.

Для создания преплазмы с контролируемым масштабом плотности потребуются наносекундный лазер, импульс которого синхронизован с основным фемтосекундным импульсом, имеет варьируемое время задержки прихода на мишень и обеспечивает интенсивность излучения на мишени на уровне $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см². Создание преплазмы, как впервые показано в работе [3] и подтверждено проведенным здесь моделированием, способно существенно повысить эффективность генерации высокоэнергетических ионов/протонов. Такой наносекундный импульс может создать необходимый оптимальный градиент плотности преплазмы, обеспечивающий наиболее эффективный нагрев электронов основным импульсом и генерацию пучков протонов с максимальными энергиями. При росте интенсивности наносекундного импульса

и/или увеличении времени задержки основного импульса необходимо использовать все более толстые мишени, чтобы избежать разрушения их тыльных поверхностей ударной волной.

В случае ускорения протонов из аэрогелей требуется создание достаточно тонких (~ 10 мкм) слоев водородсодержащей мишени с плотностью порядка $0.1\text{--}0.2$ г/см³, например на основе карбоновых нанотрубок [17]. Кроме того, в данной схеме желательнее использовать высококонтрастные лазерные импульсы, чтобы препятствовать разрушению мишени до прихода импульса максимальной интенсивности. Возможно, окажется перспективным ограничение низкоплотной мишени двумя ультратонкими фольгами толщиной в доли микрон, способных отсечь вредное воздействие лазерного предимпульса.

6. Заключение

В настоящей работе продемонстрирована возможность применения лазерного импульса длительностью 25 фс установки XCELS (мощностью 10–15 ПВт) для получения рекордных энергий ускоренных протонов. Показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности позволяет достичь энергии протонов ~ 0.8 ГэВ, что сопоставимо с уровнем, характерным для случая ускорения протонов из оптимальной околосубкритической мишени в режиме синхронизованного ускорения ионов «медленным» светом [4, 5]. Численные расчеты предсказывают получение пучков протонов с полной энергией более 30 Дж с высоким (вплоть до 9%) коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных высокоэнергетических протонов (учитывались протоны с энергией более 100 МэВ).

Гидродинамические расчеты, проведенные с использованием низкоинтенсивного лазера, создающего предимпульс, предсказывают формирование кратера на фронтальной стороне мишени при облучении металлических мишеней толщиной в десятки-сотни микрон лазерным импульсом длительностью в несколько наносекунд и интенсивностью, превышающей 10^{13} Вт/см². Кратер заполнен образующейся плазмой с параметрами, близкими к оптимальным, которая обеспечивает эффективный нагрев электронов и последующее ускорение протонов основным мощным фемтосекундным импульсом. Имеющиеся гидродинамический код FRONT и PIC-код

МАНДОР позволят адаптировать к реальным условиям эксперименты по лазерному ускорению протонов (и других ионов) на лазерной инфраструктуре установки XCELS.

- Higginson A., Gray R.J., King M., Dance R.J., Williamson S.D.R., Butler N.M.H., Wilson R., Capdessus R., Armstrong C., Green J.S., Hawkes S.J., Martin P., Wei W.Q., Mirfayzi S.R., Yuan X.H., Kar S., Borghesi M., Clarke R.J., Neely D., McKenna P. *Nature Commun.*, **9**, 724 (2018).
- Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Y., Rozmus W. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **18**, 021301 (2015).
- Sentoku Y., Bychenkov V.Yu., Flippo K., Maksimchuk A., Mima K., Mourou G., Sheng Z.M., Umstadter D. *Appl. Phys. B*, **74**, 207 (2002).
- Brantov A.V., Govras E.A., Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 085004 (2016).
- Быченков В.Ю., Говрас Е.А., Брантов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 640 (2016) [*JETP Lett.*, **104**, 618 (2016)].
- Borghesi M., Schiavi A., Campbell D.H., Haines M.G., Willi O., MacKinnon A.J., Gizzi L.A., Galimberti M., Clarke R.J., Ruhl H. *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **43**, A267 (2001).
- Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S., Flippo K., Mourou G., Umstadter D., Bychenkov V.Yu. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 595 (2001).
- Буланов С.В., Хорошков В.С. *Физика плазмы*, **28**, 493 (2002) [*Plasma Phys. Rep.*, **28**, 453 (2002)].
- Snavely R.A., Zhang B., Akli K., Chen Z., Freeman R.R., Gu P., Hatchett S.P., Hey D., Hill J., Key M.H., Izawa Y., King J., Kitagawa Y., Kodama R., Langdon A.B., Lasinski B.F., Lei A., MacKinnon A.J., Patel P., Stephens R., Tampo M., Tanaka K.A., Town R., Toyama Y., Tsutsumi T., Wilks S.C., Yabuuchi T., Zheng J. *Phys. Plasmas*, **14**, 092703 (2007).
- Roth M., Cowan T.E., Key M.H., Hatchett S.P., Brown C., Fountain W., Johnson J., Pennington D.M., Snavely R.A., Wilks S.C., Yasuike K., Ruhl H., Pegoraro F., Bulanov S.V., Campbell E.M., Perry M.D., Powell H. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
- Martins S.F., Fonseca R.A., Silva L.O., Mori W.B. *Astrophys. J.*, **695**, L189 (2009).
- Zheng F.L., Wu S.Z., Zhang H., Huang T.W., Yu M.Y., Zhou C.T., He X.T. *Phys. Plasmas*, **20**, 123105 (2013).
- Yang Y.C., Zhou C.T., Huang T.W., He M.Q., Wu S.Z., Cai T.X., Qiao B., Yu M.Y., Ruan S.C., He X.T. *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **62**, 085008 (2020).
- Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
- Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rikitina M.A., Bychenkov V.Yu., *High Energy Density Phys.*, **36**, 100824 (2020).
- Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Popov K.I., Fedosejevs R., Rozmus W., Schlegel T. *Nucl. Instrum. Methods A*, **653**, 62 (2011).
- Brantov A.V., Obratsova E.A., Chuvilin A.L., Obratsova E.D., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **20**, 061301 (2017).