

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ
В ПЛАЗМЕ

УДК 533.9.03, 537.5

УСКОРЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
НА ПОВЕРХНОСТЬ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА

© 2010 г. К. А. Иванов, Д. С. Урюпина, Н. Моршедиан, Р. В. Волков, А. Б. Савельев

*Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия*

Поступила в редакцию 04.06.2009 г.

Приводятся результаты экспериментов по исследованию особенностей ускорения ионов при взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью 10^{17} Вт/см² со свободной поверхностью расплавленных металлов: галлия и индия. Особое внимание уделено влиянию направления линейной поляризации излучения и амплитуды короткого предимпульса на характеристики ускоряемых ионов. Обнаружено, что уже при такой интенсивности лазерного импульса скорость быстрых ионов, вылетающих в направлении отраженного пучка, в полтора раза превышает скорость ионов, вылетающих в направлении нормали к поверхности мишени. Показано также, что при увеличении энергии предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд, выход жесткого рентгеновского излучения и средняя энергия горячих электронов существенно возрастают, тогда как скорость быстрых и медленных ионов уменьшается независимо от поляризации лазерного импульса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, создаваемая мощным фемтосекундным лазерным импульсом, является эффективным источником жесткого некогерентного рентгеновского излучения, гамма квантов, высокоэнергетичных электронов, ионов, нейтронов и т.п. [1–4]. В частности, значительный интерес с прикладной точки зрения представляет исследование ионных токов плазмы, поскольку ионы высокой энергии могут быть использованы для ионной имплантации, быстрого поджига ядерного топлива, терапии раковых опухолей и других целей.

Ускорение ионов в лазерной плазме вызвано в основном квазистатическими электрическими полями, формируемыми за счет большей подвижности и скорости движения электронов по сравнению с ионами. К настоящему моменту существует значительное число работ (см. указанные выше обзоры и ссылки в них), в которых исследовались механизмы ускорения электронов в широком диапазоне интенсивностей фемтосекундного лазерного импульса: от умеренных (10^{15} – 10^{17} Вт/см²) до релятивистских (10^{18} Вт/см² и выше). Известно, что в зависимости от механизма генерации горячих электронов диаграмма направленности их разлета может существенно меняться. В частности, при умеренных интенсивностях лазерного излучения преобладающими механизмами генерации горячей электронной

компоненты являются резонансное поглощение, вакуумный нагрев и аномальный скин-эффект. При этом преимущественное ускорение горячих электронов происходит в направлении, близком к нормали к поверхности мишени. В области субрелятивистских и релятивистских интенсивностей существенную роль начинают играть такие механизмы ускорения электронов, как пондеромоторное ускорение, ускорение $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ и др. В этой области ускорение электронов может происходить вдоль направления волновых векторов падающей и отраженной волн [5]. Отметим, что энергии и диаграмма направленности вылета электронов также сильно меняются при использовании лазерного излучения с низким контрастом (вследствие наличия коротких предимпульсов либо протяженного “пьедестала”) [6–9].

Как отмечалось выше, энергии разлетающихся ионов и их диаграмма направленности определяются параметрами электронов, вылетающими из плазмы. Помимо этого, ионный состав мишени также во многом влияет на эффективность ускорения ионов. Так, в плазме, формируемой на поверхности твердотельной мишени, преимущественно ускоряются легкие ионы примесей, находящиеся в обычных условиях на поверхности мишени [10–12]. Это препятствует эффективной ионизации и ускорению ионов основного вещества мишени. В ряде работ показано [10–12], что при дополнительной очистке поверхности мишени лазерным импульсом или при нагреве мишени

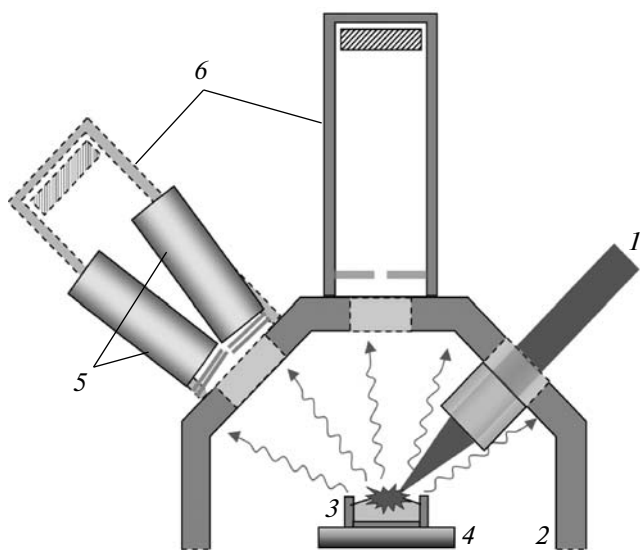


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – фемтосекундный лазерный импульс, 2 – вакуумная камера, 3 – мишень из жидкого металла, 4 – резистивный нагреватель, 5 – рентгеновские детекторы, 6 – ионный время-пролетный спектрометр.

можно ускорять ионы основного материала мишени. Кроме того, варьируя количество легких ионов на поверхности мишени, можно получать квазиодноэнергетические пучки легких ионов [10–12].

При использовании в качестве мишени кюветы с расплавленным металлом удается реализовать режим взаимодействия, при котором поверхность мишени восстанавливается после воздействия лазерного импульса. Это устраняет необходимость обновления поверхности (смещения мишени) перед очередным лазерным импульсом [7–9]. Кроме того, при нагреве металла до температуры свыше 100°C с поверхности удаляются адсорбированные на ней легкие молекулы воды и углеводов, что обеспечивает ускорение ионов металла.

В настоящей работе нами исследованы особенности ускорения тяжелых многозарядных ионов при взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью 10^{17} Вт/см² со свободной поверхностью расплавленных металлов: галлия и индия. Рассмотрено влияние направления линейной поляризации излучения и амплитуды короткого предимпульса на характеристики ускоряемых ионов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Небольшая медная кювета, наполненная расплавленным металлом (индий или галлий), поме-

щалась внутри вакуумной камеры с давлением остаточного газа не хуже 10^{-2} Тор при откачке форвакуумным насосом. Кювета нагревалась с использованием резистивного нагревателя. Температура расплавленного металла контролировалась термопарой, погруженной в металл, и составляла 300°C как для индиевой, так и для галлиевой мишеней. Излучение лазерной системы на кристалле Ti : Sa [13] (энергия импульса 1 мДж, длительность 55 фс, длина волны 805 нм, частота следования импульсов 10 Гц) фокусировалось на поверхность мишени под углом 45° с помощью безабберационного объектива с фокусным расстоянием 6 см в пятно диаметром 4 мкм. Это обеспечивало интенсивность до 10^{17} Вт/см². Поляризация излучения была линейной (*p*- или *s*-) и изменялась с помощью полуволновой пластинки. Измерения контраста лазерного импульса с помощью коррелятора третьего порядка показали, что на пикосекундном масштабе времени контраст определяется усилением спонтанной люминесценции и в нашей лазерной системе составляет не хуже 10^{-7} , однако имеется предимпульс, отстоящий на 7 пс и имеющий относительную амплитуду 10^{-4} . Контраст на наносекундном масштабе времени измерялся с помощью быстрого фотодиода и составлял 2×10^{-7} .

Для исследования ионных токов плазмы к вакуумной камере стыковался ионный времяпролетный спектрометр с пролетной базой 30 см или 135 см. Регистрация ионных токов осуществлялась с помощью детектора ВЭУ-7 на основе микроканальной пластины (МКП) шевронного типа. Измеренный ионный ток оцифровывался с помощью осциллографа с полосой пропускания 250 МГц и частотой оцифровки 500 МГц (ЛА-н10М 8РС1-0108-500). Спектрометр располагался либо в направлении нормали к поверхности мишени, либо по направлению отраженного от поверхности излучения, под углом 45° к нормали. Времяпролетная часть системы отделялась от основной вакуумной камеры диафрагмой с диаметром отверстия 0.8 мм и была снабжена дополнительным турбомолекулярным насосом. Это обеспечивало вакуум во времяпролетной части установки не хуже 5×10^{-5} Тор, что необходимо для нормального функционирования микроканальной пластины. Кроме того, это обеспечивает почти бесстолкновительный режим пролета ионов от плазмы до детектора (не более одного столкновения на ион). Одновременная регистрация выхода жесткого рентгеновского излучения по двум каналам с помощью двух ФЭУ со сцинтиллятором NaI(Tl) обеспечивала контроль и оценку средней энергии горячих электронов в каждом лазерном импульсе [14].

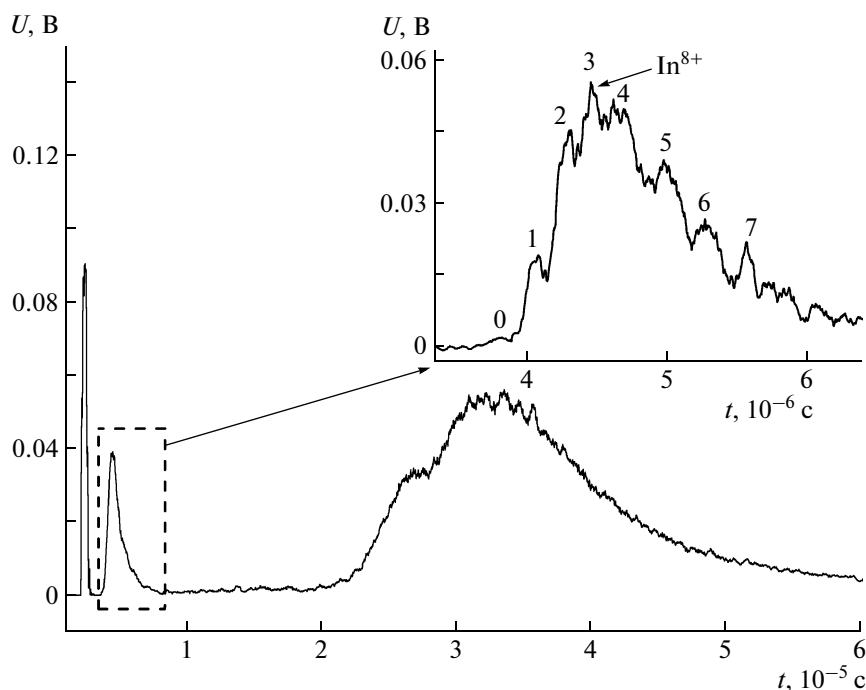


Рис. 2. Ионный время-пролетный сигнал для индиевой мишени в отсутствие предымпульса и p -поляризации лазерного излучения. Усреднение методом бегущего среднего в окне 0.01 мкс. Пики, пронумерованные цифрами от 0 до 7 (на вставке), отвечают быстрым ионам индия с различным зарядом.

3. УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ВЫСОКОМ КОНТРАСТЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пример измеренного ионного тока из плазмы индия для p -поляризованного лазерного излучения, имеющего максимальный контраст, представлен на рис. 2 (времяпролетная база 135 см, измерение вдоль нормали к поверхности мишени, усреднение методом бегущего среднего с временным окном 0.01 мкс). Сигнал содержит ряд максимумов, анализ положения которых на временной оси дает информацию о скорости ионов. Первый выброс соответствует регистрации рентгеновского излучения и убегающих электронов из плазмы. Эти компоненты достигают МКП за несколько наносекунд (значительно быстрее ионов), вследствие чего фронт данного выброса принимается за ноль отсчета шкалы задержек, соответствующий моменту формирования плазмы. Максимумы, имеющие большие времена задержек, соответствуют различным ионным компонентам. Пик, имеющий меньшую задержку, относится к быстрым ионам, ускоренным за счет горячих электронов. Широкий максимум с задержкой порядка $(2-5) \times 10^{-5}$ с соответствует прилету на МКП медленных ионов, ускоренных за счет тепловых электронов. Поскольку температура мишени в наших экспериментах достаточно высока для удаления паров воды и углеводородов с поверхности мишени, то ионный времяпролетный сигнал

формируется ионами индия с различными кратностями ионизации. Максимальная энергия ионов индия, зарегистрированная в нашем эксперименте, составляет, в зависимости от реализации, от 350 кэВ до 1100 кэВ.

На вставке к рис. 2 представлено увеличенное изображение пика, отвечающего быстрым ионам. Видно, что данный пик состоит из последовательности пиков. Для каждого пика нами измерялась временная задержка и, с учетом времяпролетной базы спектрометра, рассчитывались скорость и энергия соответствующих ионов индия. Так как средняя энергия ионов пропорциональна произведению “кваситемпературы” горячей электронной компоненты T_h и заряда иона Z , то зависимость энергии пиков от их номера и “кваситемпературы” горячих электронов может быть аппроксимирована линейной функцией их номера m вида $E_m = T_h(Z_0 - m)$, где Z_0 – некоторая константа. Линейная аппроксимация соответствующей зависимости, полученной по данным, представленным на рис. 2, дает $T_h = 27 \pm 2$ кэВ и заряд быстрых ионов в максимуме тока около 8. В соответствии с [10] для одномерного максвелловского распределения средняя энергия горячих электронов составляет $T_h/2 = 14 \pm 2$ кэВ. Полученная оценка находится в хорошем согласии с данными рентгеновских измерений по двухдетекторной методике (16 ± 3 кэВ).

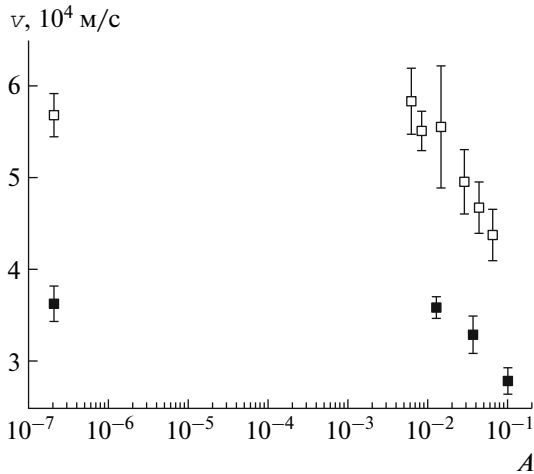


Рис. 3. Зависимость скорости медленных ионов галлия от относительной амплитуды предимпульса A при регистрации вдоль нормали к поверхности мишени (незакрашенные квадратики) и вдоль направления отраженного излучения (закрашенные квадратики) для p -поляризованного лазерного излучения.

Выполненные оценки для медленных ионов показали, что их энергия в максимуме ионного тока равна 1.8 ± 0.2 кэВ, а соответствующая температура тепловых электронов составляет при этом порядка 400–500 эВ, что хорошо согласуется как с теоретическими оценками [15], так и с экспериментальными данными, полученными ранее [16].

Существенных различий в полученных результатах не наблюдается и для галлиевой мишени. Максимальная зарегистрированная энергия ионов галлия составляет 1.3 МэВ.

Представленные результаты хорошо согласуются с данными, полученными ранее при использовании вольфрамовых мишеней, поверхность которых была подвергнута импульсной лазерной очистке [10]. При интенсивности лазерного излучения 10^{16} Вт/см² и длительности импульса 200 фс максимальный заряд быстрых ионов составлял 29, а энергия — до 1 МэВ. Меньший заряд ионов в настоящей работе можно объяснить использованием более короткого лазерного импульса. Известно, что кратность ионизации ионов плазмы определяется в основном температурой тепловых электронов и временем воздействия лазерного импульса, которое в значительной степени определяет время, в течение которого действует ударная ионизация [11]. В проведенных нами экспериментах, несмотря на меньшую кратность ионизации, энергия быстрых ионов превышает 1 МэВ за счет большей энергии горячих электронов, отвечающей большей интенсивности лазерного импульса. Следует также

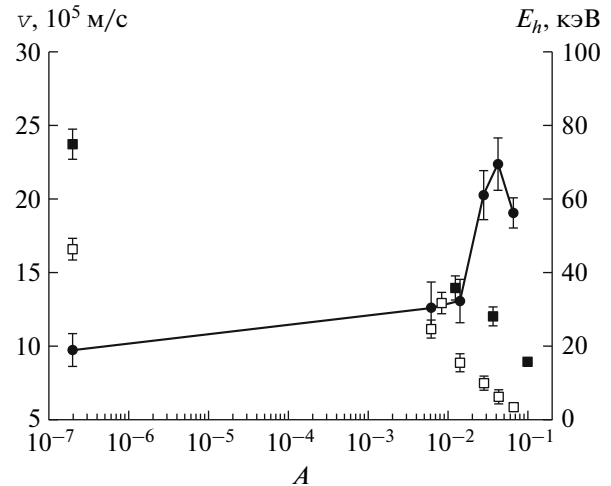


Рис. 4. Зависимость скорости быстрых ионов галлия при регистрации вдоль нормали к поверхности мишени (незакрашенные квадратики) и вдоль направления отраженного излучения (закрашенные квадратики) и энергии горячих электронов (закрашенные кружочки) от относительной амплитуды предимпульса A для p -поляризованного лазерного излучения, оцененной по рентгеновской методике.

отметить, что в работе [10] измерение зарядового и энергетического спектров ионного тока производилось в большом динамическом диапазоне с использованием полуцилиндрического электростатического анализатора в режиме счета одиночных ионов.

Для измерения угловой направленности разлета ионов времяпролетный спектрометр стыковался к камере под различными углами (0 и 45 градусов к нормали). В данном случае для упрощения экспериментальной установки использовался спектрометр с времяпролетной базой 30 см. При укорочении пролетной базы невозможно оценить кратность ионизации быстрых ионов, так как пички от ионов с разными зарядами сливаются между собой. Интересно отметить, что при использовании длинной времяпролетной базы отношение амплитуд пика быстрых ионов к пику медленных ионов существенно превышает отношение, полученное при измерениях с короткой базой. Это связано, в первую очередь, с различием телесных углов разлета медленных и быстрых ионов и относительно небольшим размером приемной апертуры МКП. Данный факт может быть использован для пространственного разделения пучков быстрых и медленных ионов.

Скорости быстрых и медленных ионов галлия, оцененные по максимуму ионного тока, для двух положений ионного спектрометра (вдоль нормали к поверхности мишени и вдоль направления отраженного от поверхности лазерного излучения) представлены на рис. 3 и рис. 4 (см. значения, полученные при наименьшей величине пре-

дымпульса). Сразу следует отметить тот факт, что полученные результаты в пределах ошибки измерений не зависят от направления линейной поляризации лазерного излучения. Существенных различий для разных состояний поляризации не обнаруживается и при оценке средней энергии горячих электронов по жесткому рентгеновскому излучению [8–9]. Слабая зависимость получаемых оценок от направления линейной поляризации может быть связана с тем, что при частоте повторения импульсов в 10 Гц на поверхности мишени образуется неглубокий кратер. В этом случае отклонение поверхности от горизонтальной плоскости обеспечивает резонансное поглощение даже при *s*-поляризованном излучении.

Скорость медленных ионов примерно в 1.5 раза больше в направлении вдоль нормали к поверхности мишени. Она составляет примерно 5.5×10^4 м/с (рис. 3). Это соответствует ожидаемым результатам, так как разлет основной массы вещества из мишени происходит квазиодномерно в направлении вдоль нормали. В то же время видно, что быстрые ионы имеют большую скорость вдоль направления отраженного от поверхности мишени лазерного пучка ($(2.5 \pm 0.2) \times 10^6$ м/с по сравнению с $(1.6 \pm 0.1) \times 10^6$ м/с в направлении нормали к поверхности мишени, рис. 4). Такое поведение возможно в случае, когда горячие электроны вылетают по направлению отраженного излучения и ускоряют ионы квазистатическим электрическим полем.

Следует отметить, что подобные эффекты уже наблюдались ранее в угловом распределении горячих электронов. Так, в работе [5] исследовалось ускорение электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью от 10^{16} до 10^{18} Вт/см² с твердотельной мишенью при нормальном падении линейной поляризованного излучения и при его падении под углом 45 градусов. В области умеренных интенсивностей при нормальном падении излучения на поверхность мишени в пространственном распределении горячих электронов наблюдалось два противоположно направленных максимума, лежащих вдоль поверхности мишени в плоскости поляризации лазерного импульса, т.е. ускорение электронов происходило в основном в направлении вектора электрического поля электромагнитной волны. С повышением интенсивности до 10^{17} Вт/см² направление вылета электронов становится ближе к нормали. При релятивистской интенсивности 2×10^{18} Вт/см² и падении излучения на мишень под углом 45 градусов наиболее эффективное ускорение горячих электронов происходило в направлении волнового вектора отраженного от поверхности мишени излучения.

4. ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДЫ ПРЕДЫМПУЛЬСА НА УСКОРЕНИЕ ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИЮ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Зависимости скорости различных групп ионов и средней энергии горячих электронов от амплитуды предымпульса представлены на рис. 3, 4. В нашей лазерной системе предымпульс формируется за счет “просачивания” излучения через поляризационную развязку ячеек Погкеллса, установленных в регенеративном усилителе (ячейка 1) и на его выходе (ячейка 2). При выключенной ячейке 2 амплитуда предымпульса изменялась в диапазоне от 400^{-1} до 10^{-1} от амплитуды основного импульса небольшим поворотом нелинейного кристалла в ячейке 1. Как уже отмечалось ранее, при включенных и полностью отъюстированных ячейках 1 и 2 энергия предымпульса составляла порядка 2×10^{-7} от энергии основного импульса. Время задержки между импульсом и предымпульсом составляло 12.5 нс. Контроль относительной энергии предымпульса осуществлялся с помощью быстрого фотодиода.

С увеличением амплитуды предымпульса скорость медленных ионов падает примерно в 1.3 раза (рис. 3), что вполне объяснимо, так как предымпульс формирует на поверхности мишени “предплазму” с длинным градиентом плотности, в котором ускоряющее электростатическое поле уменьшается.

По данным, полученным из рентгеновской диагностики, по мере увеличения энергии предымпульса средняя энергия горячих электронов существенно возрастает (с 20 до 70 кэВ, см. рис. 4) [8]. В противоположность этой тенденции скорость быстрых ионов падает более чем в 2.5 раза (рис. 4) [9]. В частности, этот факт может быть связан с тем, что рентгеновское излучение генерируется электронами, летящими внутрь мишени, в то время как ионы ускоряются за счет электронов, летящих от мишени.

Проведенное теневое фотографирование [9] разлетающейся плазмы показало, что при достаточно существенной амплитуде предымпульса лазерный импульс взаимодействует с сильно неоднородной расширяющейся закритической плазмой с характерным масштабом выпуклости порядка 10 мкм (при диаметре фокусировки около 4 мкм). Кроме того, под действием предымпульса над поверхностью образуется плазменный факел с докритической плотностью, вытянутый вдоль нормали к поверхности, с характерным продольным размером свыше 100 мкм.

Формируемая предымпульсом плазма малой плотности экранирует основное излучение от области плотной плазмы и не позволяет получить ионы с высокой кратностью ионизации. Низкий заряд ионов приводит к неэффективности их

ускорения, наблюдаемой при воздействии лазерным импульсом с предимпульсом. Так, в работе [12] были исследованы ионные токи из мишени кремния, подвергнутой предварительной импульсной лазерной очистке. В этой работе было отмечено существенное падение среднего заряда ионов (с 9 до 1) вследствие размытия границы взаимодействия излучения с веществом при уменьшении времени задержки между основным и очищающим импульсом до времен порядка сотен наносекунд, что сравнимо со временем опережения предимпульсом основного импульса в 12.5 нс в нашем случае.

Рост энергии горячих электронов при увеличении энергии предимпульса может быть связан с тем, что на сильно искаженной под действием предимпульса поверхности могут происходить эффекты усиления локального поля. Кроме того, распространяясь в облаке вещества, основной импульс может испытывать дополнительную самофокусировку. Неоднородность “предплазмы” может также обуславливать и независимость режима взаимодействия от поляризации лазерного излучения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано влияние амплитуды предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд, и направления линейной поляризации фемтосекундного лазерного излучения на ускорение ионов и энергию горячих электронов в плазме, формируемой на поверхности расплавленного металла. Показано, что при воздействии лазерным импульсом с интенсивностью 10^{17} Вт/см² на поверхность расплавленного металла направление поляризации излучения практически не оказывает влияния на протекающие процессы. Энергии электронов, ионов и выход рентгеновского излучения при *p*- и *s*-поляризации практически одинаковы.

Нами показано, что при использовании мишени в виде расплавленного металла можно получать пучки быстрых тяжелых многозарядных ионов металлов. При этом максимальная энергия быстрых ионов индия и галлия с зарядом 8–10 превышает 1 МэВ уже при интенсивности 10^{17} Вт/см². Обнаружено, что уже при интенсивности лазерного излучения 10^{17} Вт/см² скорость быстрых ионов, вылетающих в направлении отраженного пучка, в полтора раза превышает скорость ионов, вылетающих в направлении вдоль нормали к поверхности мишени. При увеличении энергии предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд, выход жестко-

го рентгеновского излучения и средняя энергия горячих электронов существенно возрастают, в то время как скорость быстрых и медленных ионов уменьшается.

Разумеется, представленные результаты не дают полной картины особенностей ускорения ионов при воздействии на мишень лазерного импульса с предимпульсом. Для прояснения указанных особенностей необходимо дальнейшее проведение экспериментов, а также теоретических и численных исследований.

Работа выполнена на лазерной системе ЦКП по проблемам сверхсильных световых полей Международного лазерного центра МГУ им. М.В. Ломоносова, а также при поддержке РФФИ, грант 07-02-00724-а, 09-02-112-офи-м, и Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука), госконтракт 02.740.11.0223.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gibbon P., Forster R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 769.
2. *Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 094.
3. *Umstadter D.* // J. Phys. D. 2003. V. 36. P. 151.
4. *Mourou G., Tajima T., Bulanov S.* // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 309.
5. *Zhang J., Zhang J., Sheng Z.M. et al.* // Phys. Rev. E. 2004. V.69. P. 046408.
6. *Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 165002.
7. *Урюпина Д.С., Курилова М.В., Моршедиян Н. и др.* // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2008. № 4. С. 39.
8. *Uryupina D.S., Ivanov K.A., Morshedyan N. et al.* // Book of abstracts of 17th Int. Laser Physics Workshop (LPHYS'08), Trondheim, Norway, 2008. P. 129.
9. *Ivanov K.A., Uryupina D.S., Morshedyan N. et al.* // Technical program of Int. Conf. Laser Optics (LO'08), St. Peterburg, Russia, 2008. P. 41.
10. *Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др.* // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. С. 347.
11. *Gordienko V.M., Lachko I.M., Rusanov A.A. et al.* // Appl. Phys. B. 2005. V.80. P.733.
12. *Волков Р.В., Воробьев А.А., Гордиенко В.М. и др.* // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 953.
13. *Большаков В.В., Воробьев А.А., Волков Р.В. и др.* // Прикладная физика. 2009. № 1. С. 18.
14. *Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др.* // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 896.
15. *Murnane M., Kapteyn H., Rosen M. et al.* // Sci. 1991. V. 251. P. 531.
16. *Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2555.