

Постионизация пространственно неоднородного плазменного факела под действием интенсивного фемтосекундного лазерного излучения*

Д.А.Крестовских, К.А.Иванов, И.Н.Цымбалов, С.А.Шуляпов, В.В.Букин, Р.В.Волков, А.А.Рупасов, А.Б.Савельев

Методами оптической диагностики исследовано образование плазменного факела, создаваемого мощным наносекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельных мишеней, а также изучены параметры факела после взаимодействия с ним интенсивного фемтосекундного лазерного импульса. На основе экспериментально полученных интерферограмм восстановлены двумерные карты электронной концентрации плазмы на различных стадиях ее эволюции. Показано, что взаимодействие интенсивного фемтосекундного излучения с плазменным облаком сопровождается полевой ионизацией атомов и ионов, а также существенным увеличением электронной концентрации во всем объеме взаимодействия.

Ключевые слова: лазерная плазма, мощные лазерные импульсы, интерферометрия, электронная концентрация, ионизация.

1. Введение

Развитие лазерных технологий привело к созданию систем, способных генерировать лазерные импульсы петаваттной мощности с длительностью вплоть до нескольких десятков периодов поля, что позволяет при фокусировке достичь интенсивностей свыше 10^{22} Вт/см² [1]. Взаимодействие такого излучения с веществом (будь то в газообразном, твердом или жидком состоянии) приводит к образованию горячей неравновесной сильно ионизированной лазерной плазмы, электроны которой могут получать энергии до десятков МэВ [2–10]. Такая плазма также испускает излучение в широком диапазоне длин волн: от тормозного и линейчатого рентгеновского и гамма-излучения до излучения УФ и видимого диапазона. В целом эта плазма находит все более широкое применение в фундаментальных и прикладных задачах [11].

Существенной компонентой исследований взаимодействия интенсивного лазерного излучения с плазмой является численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия, чаще всего реализуемое с использованием PIC-кодов [10, 12, 13]. При этом адекватного соответствия расчетных и экспериментальных данных невозможно достичь без использования при численном моделиро-

вании соответствующего реальным экспериментальным условиям пространственного распределения электронной концентрации. Так, в недавних исследованиях, проведенных в нашей группе [14], было обнаружено существенное возрастание энергии горячих электронов при воздействии фемтосекундного лазерного импульса интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см² на предварительно созданную наносекундным импульсом преплазму. Проведенное численное моделирование выявило решающую роль профиля плазмы в процессах ускорения электронов.

Вопрос об изучении плазменного факела, создаваемого лазерными импульсами различной длительности, достаточно широко освещен в литературе [15, 16]. В частности, для этих целей активно используются методы оптического зондирования – теневое фотографирование, интерферометрия и др. Важность задачи исследования разлета плазмы становится еще большей при использовании релятивистских интенсивностей лазерного импульса. Связано это с двумя обстоятельствами. Во-первых, при повышении интенсивности основного лазерного импульса возрастает и интенсивность предимпульсов (характеризуемая так называемым контрастом лазерного импульса, т.е. относительной амплитудой предимпульсов на наносекундном и пикосекундном масштабах). Даже при достижимых в настоящее время контрастах в 10^{-10} и лучше [17] интенсивность предимпульса может оказаться достаточной для образования протяженной преплазмы. Таким образом, наличие преплазмы неизбежно, особенно при воздействии на плотные металлические мишени. Во-вторых, интенсивность основного лазерного импульса в области перетяжки пучка достаточна для полевой ионизации атомов и ионов преплазмы. Это приводит к диссипации энергии, а в определенных случаях – к дефокусировке пучка и уменьшению его интенсивности на мишени [18].

В настоящей работе методами теневого фотографирования и оптической интерферометрии исследуется временная динамика плазмы, формируемой на поверхности твердотельных мишеней двумя мощными лазерными импульсами: наносекундным и фемтосекундным. Воздей-

* Доложена на конф. ECLIM2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

Д.А.Крестовских, И.Н.Цымбалов, С.А.Шуляпов, Р.В.Волков, А.Б.Савельев. Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kda4991@gmail.com

К.А.Иванов. Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

В.В.Букин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

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

ствии мощного наносекундного излучения Nd:YAG-лазера моделирует вклад одной из основных компонент предимпульса – усиленной спонтанной люминесценции, также имеющей наносекундную длительность. Показано, что при распространении интенсивного фемтосекундного лазерного импульса в такой преплазме происходит существенная ее ионизация.

2. Схема экспериментальной установки

Для создания плазмы на поверхности мишени использовалось импульсное излучение Nd:YAG-лазера с длиной волны 1064 нм, длительностью импульса ~10 нс и энергией в импульсе ~100 мДж при частоте следования 10 Гц (рис.1). Фокусировка на поверхность мишени осуществлялась с помощью внеосевого параболического зеркала с отношением фокусного расстояния к диаметру $F/D = 5$. Интенсивность излучения при фокусировке достигала ~ 10^{12} Вт/см². Эксперименты проводились с молибденовой и пластмассовой (ПММА) мишенями в виде толстых плоских пластин. Излучение падало под углом 45° к нормали к поверхности мишени.

Для облучения созданной плазмы и ее диагностики использовалось излучение титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм, длительностью импульса 50 фс и частотой следования 10 Гц. Задержка между импульсом, создающим плазму, и импульсом титан-сапфирового лазера менялась с помощью электрической схемы синхронизации от -10 нс (фемтосекундный импульс на мишени опережает наносекундный) до +30 нс с временным джиттером 1 нс. Часть фемтосекундного излучения отделялась делителем, направлялась через прецизионную линию задержки и проходила вдоль поверхности мишени для построения оптического изображения плазмы.

Были проведены две серии экспериментов. В первой (одноимпульсное воздействие) плазма создавалась только наносекундным импульсом; во второй серии на плазму, созданную наносекундным импульсом, далее воздействовал фемтосекундный импульс (двухимпульсное воздействие). В последнем случае часть фемтосекундного излучения (с энергией ~2 мДж) фокусировалась на мишень тем же параболическим зеркалом, что и наносекундное излучение. Для этого использовалось зеркало, пропускающее излучение на длине волны 1064 нм и отражающее на 800 нм. Пиковая (вакуумная) интенсивность греющего фемтосекундного импульса составляла ~ 10^{17} Вт/см². Пространственное сведение фемтосекундного и наносекундно-

го импульсов на мишени контролировалось с помощью микрообъектива, переносящего изображение поперечной плоскости из области перетяжки на ПЗС-камеру. Точность сведения составляла ~5 мкм (диаметр перетяжки импульса Nd:YAG-лазера был около 20 мкм, фемтосекундного импульса – 2.5 мкм). Сканирующий фемтосекундный импульс задерживался относительно греющего фемтосекундного импульса примерно на 1 пс с помощью прецизионной линии задержки. Сведение по времени контролировалось по интерференции двух пучков в области мишени с точностью порядка длительности импульса (50 фс).

Прошедшее сквозь плазму сканирующее излучение переносилось с увеличением около $10\times$ объективом с фокусным расстоянием 6 см на плоскость ПЗС-матрицы, проходя при этом через интерферометр Майкельсона. В ряде экспериментов по двухимпульсному воздействию на мишень частота сканирующего излучения удваивалась в кристалле KDP для уменьшения паразитной засветки камеры рассеянным в плазме и на оптических элементах излучением греющего фемтосекундного импульса.

Поскольку электронная концентрация плазмы связана с ее показателем преломления, а пространственное распределение добавки к показателю преломления связано с пространственным распределением фазового набега излучения, прошедшего сквозь плазму, в процессе обработки интерферограмм удавалось получить пространственное распределение электронной концентрации плазмы. При перекрытии одного из плеч в интерферометре Майкельсона нами также измерялись теневые фотографии плазмы.

3. Основные результаты

На рис.2 представлены интерферограмма, которая получена при сканировании плазмы, созданной на поверхности молибденовой мишени (при нулевой задержке, то есть при совпадении пиков греющего и сканирующего импульсов), и соответствующее двумерное распределение электронной концентрации в прозрачной для оптического излучения области плазмы. Можно видеть темную область плазмы ближе к мишени, в которой электронная концентрация N_e превышает критическую концентрацию N_{cr} для данной длины волны сканирующего излучения. Стоит, однако, уточнить, что ввиду сильной диссипации и рассеяния при прохождении сканирующего излучения сквозь слой плазмы граница темной области соответству-

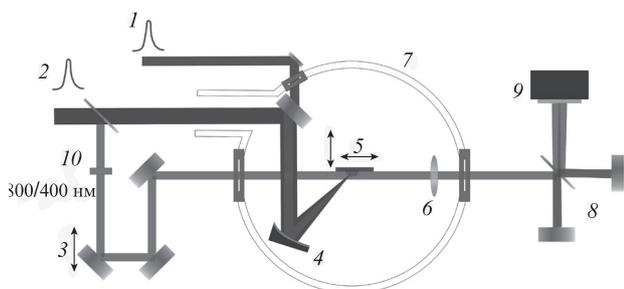


Рис.1. Экспериментальная схема: 1 – излучение Nd:YAG-лазера; 2 – излучение титан-сапфирового лазера; 3 – линия задержки; 4 – параболическое зеркало; 5 – мишень; 6 – переносящий объектив; 7 – вакуумная камера; 8 – интерферометр Майкельсона; 9 – ПЗС-матрица; 10 – кристалл KDP для генерации второй гармоники.

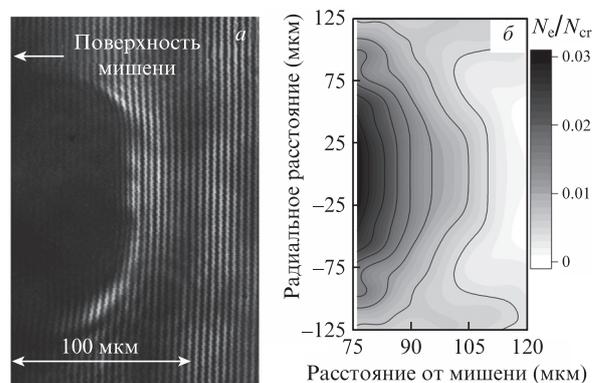


Рис.2. Интерферограмма плазмы при нулевой задержке между греющим и сканирующим импульсами (а) и соответствующее осесимметричное распределение электронной концентрации (б).

ет значению концентрации примерно на порядок ниже, чем критическая.

Помимо интерферограмм лазерной плазмы снимались также интерферограммы пустого пространства. Распределения фазового набега, полученные из каждой пары интерферограмм, вычитались друг из друга. Таким образом можно было избавиться от постоянной наклонной составляющей и прочих искажений волнового фронта, не связанных непосредственно с плазмой. Применяя обратное преобразование Абея [19] к полученному пространственному распределению фазы в предположении осевой симметрии плазменного факела, получаем добавку к показателю преломления

$$\Delta n(x, r) = -\frac{\lambda}{2\pi^2} \int_r^\infty \frac{\varphi'_y(x, y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy, \quad (1)$$

где $\varphi'_y(x, y) = d\varphi(x, y)/dy$; x – координата вдоль нормали к мишени; r – расстояние от центральной оси; λ – длина волны сканирующего излучения; y – координата вдоль мишени в плоскости изображения; $\varphi(x, y)$ – фаза в соответствующей точке интерферограммы. Затем, используя бесстолкновительный предел модели Друде, связывающий показатель преломления плазмы n с концентрацией в ней электронов N_e , $n^2 = 1 - N_e/N_{cr}$ [20], можно получить пространственное распределение электронной концентрации плазмы. Для длины волны 800 нм $N_{cr} = 1.8 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Обработка проводилась с помощью программного обеспечения IDEA [21], ошибка измерения при этом составляла $\sim 0.005 N_{cr}$.

Помимо интерференционных изображений плазмы в эксперименте также записывались теневые фотографии плазмы для первичного анализа динамики разлета горячего облака. На рис.3 представлена зависимость размера непрозрачной области плазмы молибдена и ПММА от задержки между сканирующим и греющим импульсами, полученная на основе теневой диагностики плазмы.

Из рис.3 видно, что граница непрозрачной плазмы, пока идет приток энергии от греющего импульса, движется от поверхности мишени. Скорость разлета облака плазмы молибдена на этапе нагрева может быть оценена

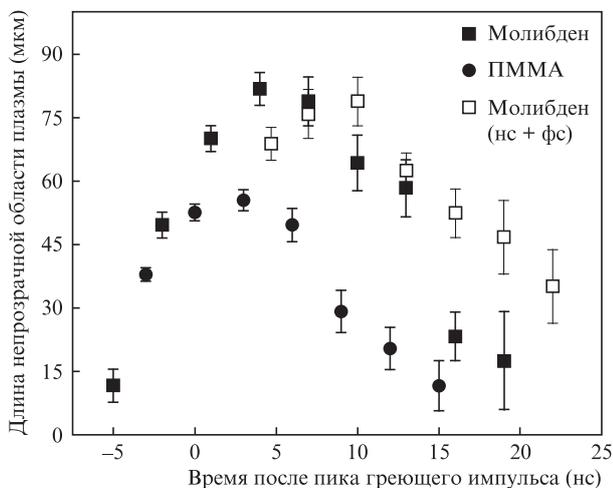


Рис.3. Зависимость длины непрозрачной области плазмы вдоль нормали к поверхности мишени от задержки сканирующего импульса для мишени из ПММА, металлической (молибден) мишени, а также при двухимпульсном воздействии на молибденовую мишень (см. разд. 4).

примерно в $\sim 10^4$ м/с. Для ПММА, однако, эта скорость несколько ниже и составляет 4×10^3 м/с. Простая оценка скорости ионного звука $v_i = \sqrt{Z T_e / M_i}$ [22] (где Z – кратность ионизации; T_e – температура плазмы; M_i – масса иона) дает значение $\sim 4 \times 10^3$ м/с для молибдена и 10^4 м/с для ПММА при $Z = 1$ и типичной для наших условий воздействия температуре плазмы около 10 эВ [23, 24]. Тем не менее, мы полагаем, что экспериментально полученная оценка не отражает в данном случае реальной скорости разлета плазмы. Дело в том, что, во-первых, на временах задержек до 5 нс все еще идет нагрев плазмы лазерным импульсом Nd:YAG-лазера. Во-вторых, основная часть энергии импульса поглощается в слое с околоскритической концентрацией электронов. Таким образом, ионизация происходит не на поверхности мишени, а в постояннодвигающемся от мишени слое плазмы. Кроме того, для молибдена продольный размер облака оказывается больше в силу появления в результате ионизации большего числа электронов (как за счет большей плотности вещества, так и за счет меньшей энергии ионизации по сравнению с ПММА).

После прекращения нагрева непрозрачный фронт останавливается, а на временах свыше 12 нс после прохождения пика греющего импульса плазма начинает остывать, продолжая при этом разлет в вакуум. Поскольку процесс интенсивной абляции прекращается, то полная масса факела не меняется, увеличиваясь в объеме. Это приводит к тому, что граница непрозрачной для сканирующего излучения части облака начинает двигаться обратно к поверхности мишени.

Для более полного исследования динамики плазмы рассмотрим профили электронной концентрации на центральной оси облака на разных временах его эволюции (рис.4). Важно отметить, что максимальное значение электронной концентрации, которое удается получить из интерферограмм, составляет $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Данное обстоятельство связано с сильной рефракцией сканирующего излучения по мере его прохождения через околоскритическую область плазмы толщиной ~ 100 мкм, что видно по увеличению яркости изображения вблизи границы непрозрачной области.

Для металлической мишени (рис.4,а) при временах задержек 0–5 нс, пока идет приток энергии от наносекундного импульса, электронная концентрация быстро падает от максимально детектируемой практически до нуля на расстоянии около 50 мкм. В то же время сам профиль имеет достаточно сложную форму, которая, вообще говоря, не может быть аппроксимирована одной экспоненциальной функцией во всем диапазоне расстояний от плоскости мишени. Достаточно резкий спад можно отнести, как упоминалось выше, к постоянному движению критического слоя навстречу падающему излучению.

По мере увеличения времени задержки до 10–15 нс субкритический слой максимально удаляется от поверхности мишени в согласии с данными теневой диагностики. Крутизна спада электронной концентрации при удалении от поверхности уменьшается. После прекращения нагрева излучением критический слой начинает разлетаться, и профиль плазмы быстро становится более пологим.

При задержках 20 нс и более плазма становится настолько прозрачной для излучения, что не вносит обнаружимого в нашей экспериментальной схеме фазового сдвига. Тем не менее, следует добавить, что сдвиг фаз на

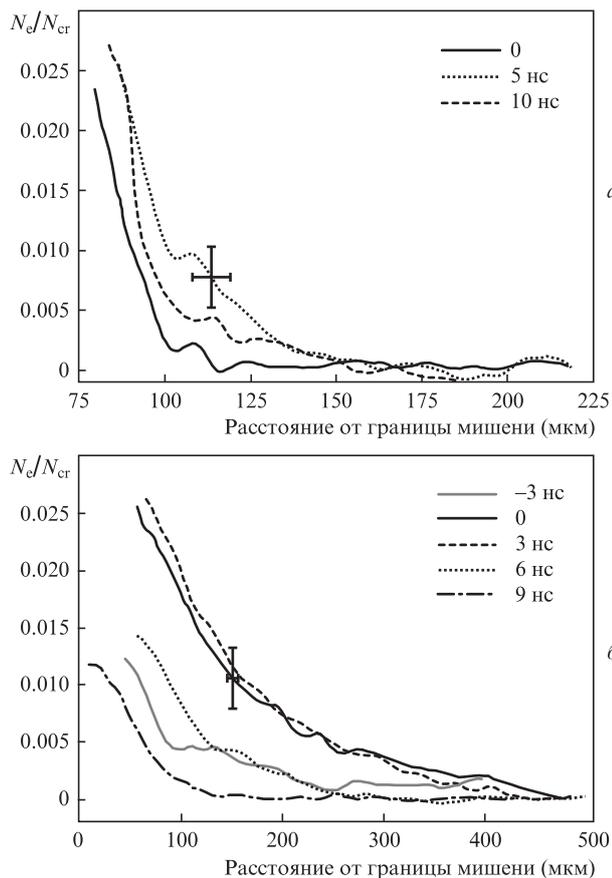


Рис.4. Профили электронной концентрации на центральной оси плазмы при разных временах задержек после воздействия греющего наносекундного импульса для мишени из молибдена (а) и ПММА (б).

интерферограммах, определяемый наличием свободных электронов в плазме, может отсутствовать по причине достаточно сильной рекомбинации плазмы при больших задержках. То есть, вообще говоря, профиль электронной концентрации не повторяет на больших временах распределение плотности ионов (и атомов).

Важно добавить, что прямая экстраполяция профиля в область более высокой плотности (выше $0.1N_{cr}$) будет не совсем корректна, поскольку, как было указано выше, вклад энергии идет в критической области, провести диагностику которой оптической интерферометрией не представляется возможным. Как показано в [25], даже в случае одномерного разлета плазма имеет сложный профиль на всем протяжении от поверхности мишени.

В противоположность данным теневой диагностики (то есть диагностики более плотной области плазмы) результаты для мишени из ПММА в области с концентрацией значительно ниже критической оказались более предсказуемыми. Уже на пике греющего импульса субкритическая область значительно дальше (до 400 μm) отстоит от поверхности мишени, чем для металлической мишени (до 150 μm). Это согласуется с тем, что скорость разлета более легкой мишени выше. Более пологий профиль самой плазмы как раз может быть связан с меньшей ионизацией атомов в случае пластмассовой мишени. Кроме того, из-за более высокой скорости разлета плазма ПММА на временах более 10 нс практически полностью исчезает, что видно как из рис.4,б, так и из данных теневой диагностики.

4. Дополнительная фотоионизация плазмы при воздействии на нее фемтосекундного импульса

Когда речь заходит об изучении взаимодействия мощного фемтосекундного импульса с разлетающейся плазмой, то важную роль играет полевая ионизация плазмы под действием фронта набегающего импульса. Очень часто современные модели не учитывают данного обстоятельства. Тем не менее, оно может внести существенный вклад в свойства разлетающейся плазмы.

Как было указано в разд. 1, нами были проведены исследования влияния дополнительного греющего фемтосекундного излучения высокой интенсивности на созданную наносекундным импульсом плазму. Эксперименты были проведены для металлической мишени. При этом время задержки между греющим фемтосекундным и сканирующим импульсами было около 1 пс.

Зависимость положения фронта непрозрачной области плазмы при таком двухимпульсном режиме облучения в разные моменты времени после воздействия наносекундного импульса (молибден, нс + фс) представлена на рис.3. Наибольшее влияние на положение фронта второй импульс оказывает после прекращения нагрева плазмы первым более длинным импульсом, то есть когда плазма оказывается «предоставленной самой себе» с точки зрения ее разлета в вакуум. Увеличение размеров непрозрачной

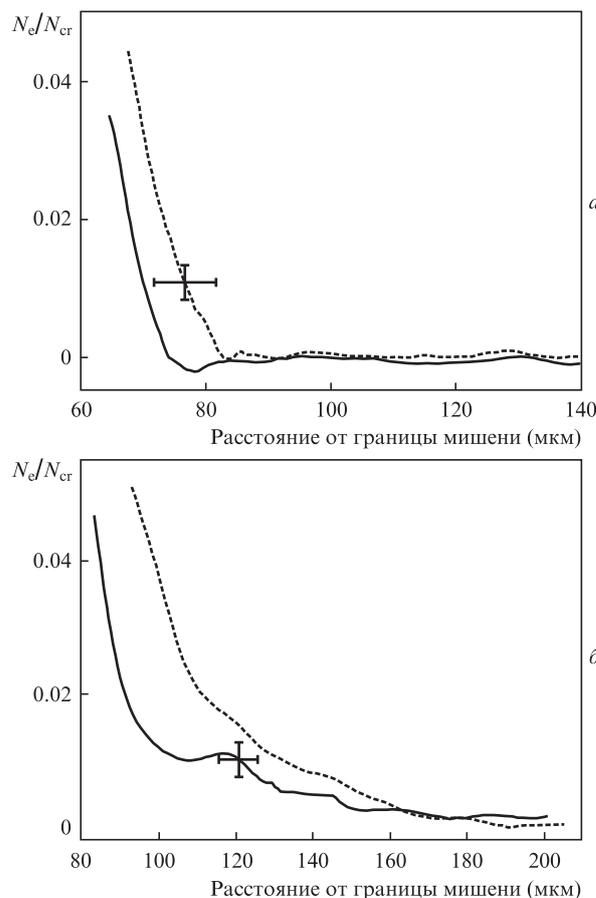


Рис.5. Профили электронной концентрации вдоль центральной оси при воздействии дополнительного фемтосекундного импульса (сплошные кривые) и в его отсутствие (штриховые кривые) в моменты времени после пика наносекундного импульса, равные 0 (а) и 10 нс (б).

области (т.е. дополнительная ионизация) видно также и при временах свыше 15 нс, когда интерферометрическая диагностика оказывается бессильной. Последнее хорошо объясняет выдвинутое выше предположение о том, что плазма рекомбинирует при больших временах задержек.

Сравнение профилей электронной концентрации на центральной оси (при $r = 0$) при наличии и в отсутствие воздействия фемтосекундного импульса на плазму представлено на рис.5. Поскольку длина волны зондирующего импульса была не 800, а 400 нм (чтобы избежать паразитной засветки от рассеянного плазмой излучения), максимально доступная концентрация оказалась выше (порядка $0.04N_{cr}$). Виден отступ области резкого спада от поверхности мишени, что связано с полевой ионизацией фемтосекундным греющим импульсом. Эффект оказывается наиболее выраженным при времени задержки около 10 нс. В этом случае электронная концентрация возрастает примерно в два раза на всем протяжении субкритического облака.

Важно отметить, что увеличение электронной концентрации происходит не только в области перетяжки лазерного пучка, длина которой в наших условиях составляет менее 20 мкм. Это связано с тем, что уже на расстоянии ~ 100 мкм от фокальной плоскости интенсивность излучения достигает 5×10^{13} Вт/см², т.е. вероятность полевой ионизации электронов с энергией связи ~ 10 эВ становится высокой.

5. Численная оценка полевой ионизации плазмы фемтосекундным излучением субрелятивистской интенсивности

Поскольку согласно модели Друде значение электронной концентрации связано с показателем преломления плазмы, то увеличение электронной концентрации повлияет на процесс фокусировки излучения, проходящего сквозь плазму. Таким образом происходит изменение области поглощения излучения в плазме. В свою очередь, это может привести к ионизационной дефокусировке [18], препятствующей достижению расчетной пиковой интенсивности фемтосекундного лазерного импульса. Как известно, эффективность того или иного механизма ускорения быстрых электронов существенно зависит, помимо прочего, от интенсивности [26, 27], из чего можно заключить, что дополнительная ионизация плазмы в значительной степени влияет на процессы набора энергии частицами.

Для оценки влияния ионизационных процессов на параметры фокусировки излучения нами были проведены численные расчеты полевой ионизации плазмы фемтосекундным импульсом. Для этого использовалась 2D модель распространения линейно поляризованного сфокусированного гауссова пучка через плазму. Связь между вектором \mathbf{E} напряженности поля фемтосекундного импульса и характеристиками плазмы задавалась с помощью волнового уравнения и модели Друде. В качестве параметров плазмы использовались значения и профиль электронной концентрации, полученные из эксперимента (рис.5,б), однако профиль был сглажен, чтобы избежать нежелательных ошибок счета. Интенсивность фемтосекундного излучения задавалась равной вакуумной интенсивности фемтосекундного импульса в проведенном эксперименте, что составляет $\sim 10^{17}$ Вт/см². Для расчета

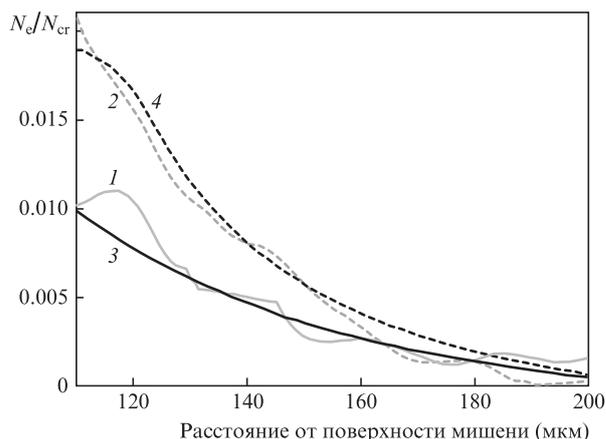


Рис.6. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей электронной концентрации: экспериментальный профиль без фемтосекундного греющего импульса, задержка 10 нс (1), экспериментальный профиль с фемтосекундным греющим импульсом (2), начальный профиль в численной модели (3), расчетный профиль после прохождения через него фемтосекундного импульса (4).

процесса полевой ионизации использовалось следующее кинетическое уравнение:

$$\frac{dN_i}{dt} = W_i N_{i-1} - W_{i+1} N_i, \quad (2)$$

где N_i – концентрация атомов в i -м состоянии ионизации; W_i – вероятность ионизации, задаваемая выражением [28, 29]

$$W(E) = 4\omega_a r_H^{5/2} \frac{E_a}{\langle E(t) \rangle} \exp\left(\frac{-2r_H^{3/2} E_a}{3\langle E(t) \rangle}\right), \quad (3)$$

где ω_a и E_a – атомная частота и атомное поле; $r_H = E_i/E_H$; E_i и E_H – потенциалы ионизации соответствующего иона (молибдена) и водорода. Усреднение электрического поля в выражении (3) происходит по одному периоду электромагнитной волны. Электронная концентрация рассчитывается исходя из соотношения

$$n_e = \sum_i i N_i. \quad (4)$$

На рис.6 представлено сравнение численных и экспериментальных результатов ионизации плазмы. Видно, что эти результаты схожи, и поэтому наблюдаемое в эксперименте увеличение электронной концентрации плазменного факела примерно в 2 раза действительно можно связать с полевой ионизацией преплазмы фемтосекундным лазерным импульсом.

6. Заключение

Таким образом, нами исследована динамика плазменного облака, создаваемого на поверхности твердотельных мишеней мощным наносекундным излучением, и его ионизация дополнительным фемтосекундным импульсом. Оптическая диагностика методами теневой фотографии и интерферометрии показала, что плазма на поверхности твердотельных мишеней имеет сложный пространственный профиль, который не может быть аппроксимирован одиночной экспонентой. При этом движение границы непрозрачной части плазмы в направлении от поверхности

мишени со скоростью порядка ионно-звуковой прекращается сразу после окончания действия лазерного импульса, и, по истечении нескольких наносекунд, начинается движение этой границы к мишени. Экспериментально обнаружено, что взаимодействие фемтосекундного излучения с такой плазмой приводит к существенному увеличению ее электронной концентрации вследствие полевой ионизации. Подобный эффект может приводить к существенным изменениям пиковой интенсивности фемтосекундного излучения вследствие ионизационной дефокусировки. Существенного подавления эффекта постионизации преплазмы следует ожидать при использовании мишеней с малым атомным номером.

Следует отметить, что обнаруженный нами экспериментально эффект постионизации преплазмы может играть еще более существенную роль при повышении интенсивности лазерного излучения в область релятивистских значений и его безусловно необходимо учитывать при проведении моделирования лазерно-плазменного взаимодействия в режиме таких интенсивностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №16-02-00263 и 16-02-00302). Участие К.А.Иванова в работе было поддержано из средств гранта РФФИ №16-32-60174_мол-а-дк.

- Mourou G., Tajima T., Bulanov S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
- Giulietti D., Gizzi L.A. *Riv. Nuovo Cimento*, **21**, 1 (1998).
- Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
- Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
- Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., Ruhl H. *Phys. Plasmas*, **10**, 2009 (2003).
- Шуляпов С.А., Мордвинцев И.М., Иванов К.А., Волков Р.В., Зарубин П.И., Амброзова И., Турек К., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **46**, 432 (2016).
- Иванов К.А., Урюпина Д.С., Моршедиан Н., Волков Р.В., Савельев А.Б. *Физика плазмы*, **36**, 115 (2010).
- Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., Roth M., Hatchett S., Key M.H., Pennington D., MacKinnon A., Snavely R.A. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
- Yang L., Deng Z.G., Yu M.Y., Wang X.G. *Phys. Plasmas*, **23**, 083106 (2016).
- Huang Y., Wang N., Tang X., Shi Y., Xueqing Y. *Phys. Plasmas*, **19**, 093109 (2012).
- 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., Pegorano F., Bulanov S.V., Campbell E.M., Perry D.M., Powell H. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
- Mangles S., Murphy C., Najmudin Z., Thomas A., Collier J., Dangor A., Divall E., Foster P., Gallacher J., Hooker C., Jaroszynski D., Langley A., Mori W., Norreys P., Tsung F., Viskup R., Walton B., Krushelnick K. *Nature*, **431**, 535 (2004).
- Litos M., Adli E., An W., Clarke C., Clayton C., Corde S., Delahaye J., England R., Fisher A., Frederico J., Gessner S., Green S., Hogan M., Joshi C., Lu W., Marsh K.A., Mori W.B., Muggli P., Vafaei-Najafabadi N., Walz D., White G., Wu Z., Yakimenko V., Yocky G. *Nature*, **515**, 92 (2014).
- Tsymbalov I.N., Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Krestovskikh D.A., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Ksenofontov P.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *Proc. Int. Conf. LO'2016* (С.-Пб., 2016, R5).
- Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы* (М.: Наука, 1989).
- Kalal M., Krupka M., Dostal J., Dudzak R., Ullschmied J. *Proc. 1st ECPD* (Frascati (Rome), Italy, 2015, V. 1, p. 14).
- Dromey B., Kar S., Zepf M., Foster P. *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, 645 (2004).
- Wood W.M., Siders C.W., Downer M.C. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3523 (1991).
- Kalal M., Nugent K. *Appl. Opt.*, **27**, 1956 (1988).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
- Hipp M., Woisetschlager J., Reiterer P., Neger T. *Measurement*, **36**, 53 (2004).
- Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы* (М.: Высшая школа, 1988).
- Balazs L., Gijbels R., Vertes A. *Anal. Chem.*, **63**, 315 (1991).
- Moscicki T., Hoffman J., Szymanski Z. *Arch. Mechanics*, **63**, 99 (2011).
- Cai H., Mima K., Sunahara A., Johzaki T., Nagatomo H., Zhu S., He X. *Phys. Plasmas*, **17**, 023106 (2010).
- Kruer W., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
- Sheng Z., Mima K., Zhang J., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. E*, **69**, 016407 (2004).
- Berge L., Soulez C-L., Köhler C., Skupin S. *Appl. Phys. B*, **103**, 563 (2011).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика* (М.: Физматлит, 2004).