

# О возможности управления лазерной абляцией при острой фокусировке фемтосекундного излучения

С.В.Алфёров, С.В.Карпеев, С.Н.Хонина, К.Н.Тукмаков, О.Ю.Моисеев, С.А.Шуляпов, К.А.Иванов, А.Б.Савельев-Трофимов

*Представлены результаты исследований возможности управления лазерной абляцией путем изменения поляризационного состояния, а также распределения интенсивности в фокальной плоскости пучков мощного фемтосекундного излучения с помощью диафрагмирования и управляемой фазовой модуляции бинарно-фазовыми пластинами. Последние обеспечивают регулировку соотношения между компонентами электрического поля в зоне фокусировки. На основании результатов численного моделирования распределения компонент электрического поля в зоне фокусировки предложено объяснение механизма образования необычной формы кратеров.*

**Ключевые слова:** фемтосекундная лазерная абляция, формирование кратеров, обработка материалов.

## 1. Введение

В настоящее время обработка материалов лазерным излучением, наряду с традиционными методами, основанными на механическом, электрохимическом, электрофизическом и физико-химическом воздействиях, занимает одну из лидирующих позиций. Лазерная обработка материалов включает в себя резку и раскрой листа, сварку, закалку, наплавку, гравировку, маркировку и т.д. Использование лазеров в процессе обработки материалов обеспечивает высокую производительность и точность, позволяет реализовать новые технологические решения, а также обеспечивает экономию энергии и материалов. Сфокусированное лазерное излучение позволяет обрабатывать практически любые металлы и сплавы, независимо от их теплофизических свойств.

Качество лазерной обработки материалов зависит от нескольких факторов, таких как длина волны, поляризация, длительность импульса и, конечно, мощность (интенсивность) лазерного излучения. Лазерная обработка материалов в последнее десятилетие развивалась главным образом в двух направлениях – применение все более коротких импульсов [1] и оптимизация поляризационных свойств излучения [2–6]. Если первое направление в основном служит для минимизации термических эффектов, приводящих к плавлению, то второе позволяет эффективно перераспределять соотношение между компонентами электрического поля лазерного импульса, а так-

же варьировать геометрию формируемых в процессе обработки отверстий или каналов.

Известны методы лазерной обработки материалов, базирующиеся на управлении распределением интенсивности излучения в фокальной области на основе фазовой модуляции исходного пучка с помощью дифракционных оптических элементов (фокусаторов) [7, 8], однако эти методы были разработаны в рамках параксиальной скалярной теории. При острой фокусировке механизм формирования распределения интенсивности принципиально сложнее. Кроме того, при острой фокусировке необходимо учитывать фазово-поляризационные преобразования, влияющие на распределение интенсивности в фокальной плоскости [9, 10].

Наибольшее внимание исследователей, в силу своих особых свойств, привлекают цилиндрические векторные пучки и, в особенности, пучки с радиальной и азимутальной поляризациями излучения, имеющие определенные преимущества перед пучками с однородной его поляризацией. Так, в работе [3] было показано, что образование кратеров в результате фокусировки излучения с азимутальной и радиальной поляризациями происходит по-разному. Для случая радиальной поляризации характерно формирование кратера в виде конуса с вершиной в центре, а для азимутальной поляризации – цилиндрического кратера с вертикальными стенками и плоским дном. Разумеется, речь идет об острой фокусировке излучения, т.к. требуется создавать высокую плотность мощности и лишь при острой фокусировке возможны вышеупомянутые поляризационные эффекты [3–5, 11].

Поскольку имеется поляризационная зависимость поглощения излучения в металлах, причем для разных металлов она различна, вопрос об эффективности применения пучка с некоторой неоднородной поляризацией требует каждый раз отдельного исследования. Например, в работе [1] применялся пикосекундный лазер для формирования отверстий в хромоникелевом сплаве, и в случае азимутальной поляризации излучения скорость сверления была в два раза больше, чем при однородной поляризации. В обзоре [4] приводятся данные о том, что для рез-

С.В.Алфёров, С.В.Карпеев, С.Н.Хонина, К.Н.Тукмаков, О.Ю.Моисеев. Институт систем обработки изображений РАН, Россия, 443001 Самара, ул. Молодогвардейская, 151; Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П.Королева (национальный исследовательский университет), Россия, 443806 Самара, Московское ш., 34; e-mail: alferov\_s@mail.ru, karp@smr.ru

С.А.Шуляпов, К.А.Иванов, А.Б.Савельев-Трофимов. Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: iv\_konst\_an@rambler.ru

Поступила в редакцию 18 марта 2014 г.

ки малоуглеродистой стали лучше подходит излучение с азимутальной поляризацией, а для латуни и меди – с радиальной поляризацией. Излучение с азимутальной поляризацией иногда больше подходит для сверления отверстий из-за отражения излучения на стенках отверстия и волноводного эффекта.

Также важную роль играет наличие в пучке фазовой сингулярности, которая может изменить поляризационные свойства излучения даже для пучков с однородной поляризацией [12]. В частности, в работах [5, 6] было показано, что если в условиях острой фокусировки фемтосекундного излучения в пучке присутствует вихревая фаза, то процесс абляции становится чувствителен к направлению круговой поляризации этого излучения. Так, при совпадении направлений круговой поляризации и вихревой фазы формируется целостный круглый кратер, в противном случае образуется кольцевой кратер с центральной цилиндрической частью субволнового размера.

Исследования возможности использования фемтосекундного лазерного излучения с неоднородной поляризацией для прецизионной лазерной абляции были начаты лишь недавно [5, 13, 14]. Несмотря на определенные успехи, вопрос о возможности эффективного управления состоянием поляризации остро сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения остается открытым. В частности, это связано с большой шириной спектра такого излучения и, как следствие, с необходимостью разработки и использования поляризационных элементов, работающих в широком спектральном диапазоне.

При микро- и нанообработке поверхности речь идет о сравнительно небольших интенсивностях и пиковых мощностях лазерного излучения. Перспективным также представляется и применение фемтосекундных пучков с необычной поляризацией в задачах об ускорении заряженных частиц, генерации жесткого рентгеновского и гамма-излучений и др. [15–17]. Кроме того, следует отметить вариант схемы прямого ускорения электронов полем интенсивного лазерного импульса, также использующий радиально поляризованное излучение [18]. Во всех этих задачах большая пиковая мощность фемтосекундного излучения требует применения оптических элементов, работающих исключительно в режиме «на отражение».

В настоящей работе представлены результаты исследований методов управления лазерной абляцией путем изменения как поляризационного состояния, так и распределения интенсивности в фокальной плоскости пучков мощного фемтосекундного излучения.

## 2. Исследование влияния диафрагмирования фокусируемого пучка

Простейший способ управления распределением интенсивности в фокальной области состоит в диафрагмировании пучка различными типами аксиально-симметричных диафрагм. Следует отметить, что этот способ привлекателен прежде всего своей независимостью от спектральных свойств фокусируемого излучения. На рис.1 показаны результаты численного моделирования структуры пучка в фокальной области при использовании объектива с числовой апертурой  $NA = 0.8$  в отсутствие и при наличии диафрагм различного диаметра, закрывающих центральную часть объектива.

Как видно, при полностью открытом объективе (рис. 1, *a–в*) глубина фокуса очень мала, и даже при незна-

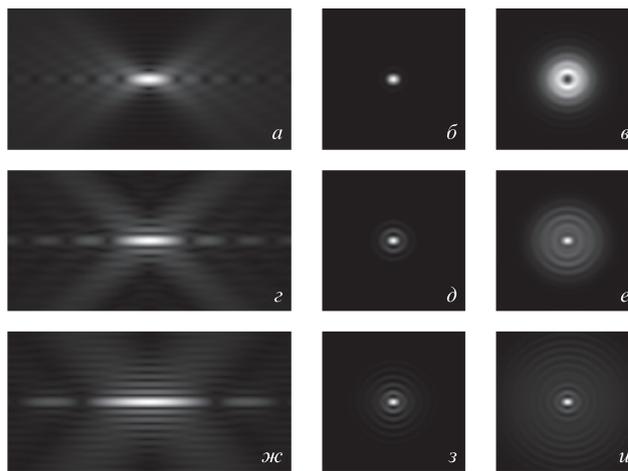


Рис.1. Расчетное распределение интенсивности в продольном (*a, z, жс*) и поперечном сечениях пучка в фокальной плоскости (*б, д, з*) и при смещении из нее на 2 мкм (*в, e, и*) в случае полностью открытого объектива (*a–в*), а также при использовании центральных диафрагм, диаметры которых равны 0.2 (*z–e*) и 0.4 (*жс–и*) от диаметра объектива.

чительном смещении (всего на 2 мкм) от фокальной плоскости происходит существенное изменение поперечной картины – вместо яркого светового пятна формируется световое кольцо. Внесение центральной диафрагмы (рис.1, *z–и*) приводит к удлинению фокального отрезка в продольном направлении, что ослабляет требования к точному позиционированию мишени. Кроме того, при диафрагмировании наблюдается уменьшение диаметра фокального пятна. Причем из-за большой числовой апертуры фокусирующего объектива происходит вытягивание центрального светового пятна в направлении вектора поляризации падающего излучения.

В продольном увеличении и поперечном уменьшении размеров фокальной перетяжки состоит положительный эффект центрального диафрагмирования. Отрицательные моменты связаны с уменьшением энергии излучения, поступающей в фокальную плоскость, а также с увеличением её доли в периферийных кольцах. Отметим, однако, что проведенное далее экспериментальное исследование показало возможность использования таких интерференционных картин для формирования сложных структур в металле, соответствующих известным элементам наноплазмоники [19, 20].

Для экспериментального исследования влияния внесения диафрагмы на результат лазерной обработки материалов была собрана оптическая установка по схеме, показанной на рис.2. В установке использовался титан-сапфировый лазер с длительностью импульса  $40 \pm 5$  фс и энергией в импульсе  $\sim 100$  мкДж [21]. Длина волны излучения составляла 805 нм, частота следования импульсов – 10 Гц, параметр качества пучка  $M^2 = 1.4$ . Для фокусировки из-

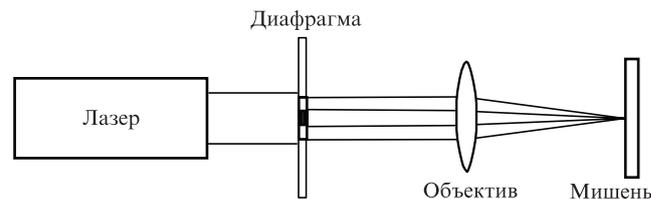


Рис.2. Схема экспериментальной установки с центральной диафрагмой.

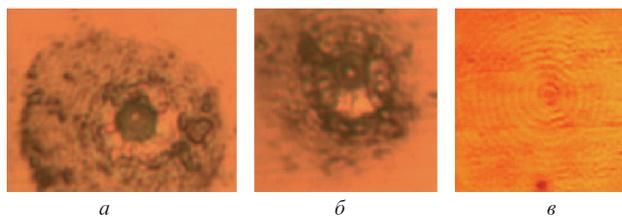


Рис.3. Фотографии кратеров, полученные с помощью оптического микроскопа (размер поля зрения около 40 мкм) для полностью открытого объектива в его фокальной плоскости (а) и на расстоянии  $\sim 50$  мкм от фокальной плоскости (б), а также при наличии центральной диафрагмы (в).

лучения использовался микрообъектив ( $60\times$ ,  $NA = 0.8$ ). Пучок лазерного излучения либо полностью заполнял входной зрачок микрообъектива, либо перед объективом устанавливалась диафрагма диаметром 0.4 от диаметра входного зрачка микрообъектива. Диафрагма в виде хромовой маски была изготовлена с помощью лазерного фотопостроителя CLWS-200S. В качестве мишени использовалась плоская полированная стальная пластинка.

Фотографии кратеров были получены с помощью обычного оптического микроскопа (рис.3). Хорошо видно, что в отсутствие центральной диафрагмы глубина кратеров и их размер существенно больше, однако недостаточное разрешение и глубина резкости оптического микроскопа не дают возможности подробно исследовать структуру получаемых кратеров. Тем не менее, можно с определенностью утверждать, что в центре кратера, полученного вне фокальной плоскости (рис.3,б), присутствует небольшой пик, соответствующий темной центральной области пятна, полученной при моделировании (рис.1,в). При наличии центральной диафрагмы размер центрального пятна в картине существенно уменьшается, а вокруг него появляются «изображения» дифракционных колец, характерные для дифракции на кольцевом отверстии. Однако энергия лазерного излучения в этом случае настолько мала, что создать сколько-нибудь значительный по размерам кратер не удается. С другой стороны, наличие колец на периферии кратера свидетельствует, что интенсивность излучения даже в этих областях превышает порог абляции.

Отметим, что топология рис.3,б (пик в центре кратера) и рис.3,в (кольцевые структуры) сходна с топологией известных в плазмонике структур [19, 20]. Это указывает на возможность практического использования данного эффекта, хотя вопрос, безусловно, требует дополнительного исследования.

### 3. Формирование поляризационно-неоднородного излучения при помощи бинарно-фазовой пластины

Основным отличием сфокусированного пучка с радиальной поляризацией от такового с азимутальной поляризацией является присутствие мощной продольной компоненты поля на оси пучка. Высокая пиковая мощность и широкий спектр фемтосекундных импульсов существенно затрудняют применение как активных, так и пассивных методов формирования цилиндрических векторных пучков. В работе [22] впервые было показано, что при внесении в пучок с линейной поляризацией излучения фазовой пластинки со ступенькой, расположенной поперек пло-

скости поляризации и дающей разность хода в половину длины волны, продольная компонента электрического поля в фокальной области достигает той же амплитуды, что и поперечная компонента. При этом формируется мода Эрмита–Гаусса, т.е. пучок становится структурно-неоднородным, и в фокальной области образуется несколько максимумов интенсивности с различным соотношением продольных и поперечных компонент электрического поля в каждом из максимумов.

Ранее [9, 23] было предложено с помощью данного эффекта управлять интенсивностью компонент электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы и аксикона. Позднее в [24] был использован тот факт, что при повороте ступеньки изменяется соотношение компонент поля в фокальной области в центральной зоне и в боковых лепестках. Такой пучок служил эталоном для исследования поляризационной чувствительности зондов ближнеполюсного микроскопа.

Всё это позволяет предложить новый метод управления соотношением компонент электрического поля для лазерной обработки материалов, основанный на вращении внесенной в фокусируемый пучок фазовой ступеньки. Данный метод обладает вполне очевидными преимуществами по сравнению с известными методами формирования цилиндрических векторных пучков (особенно для мощного короткоимпульсного излучения) как по стоимости изготовления соответствующего элемента, так и по его хроматическим свойствам. Отметим, что внесение в пучок фазовой пластинки для фемтосекундного излучения с широким спектром приводит лишь к небольшому уменьшению энергетической эффективности по сравнению со случаем узкополосного излучения, причем, исходя из дисперсионной кривой кварцевого стекла, этот эффект будет незначителен.

При рассматриваемом изменении ориентации фазовой ступеньки относительно плоскости поляризации падающего излучения в фокальной картине происходят сложные изменения распределения интенсивности суммы всех компонент, а также соотношения между интенсивностями различных компонент электрического поля.

При освещении пластинки с фазовой ступенькой пучком излучения с плоскостью поляризации, перпендикулярной линии ступеньки, обеспечивается генерация моды Эрмита–Гаусса  $HG_{01}$ . На рис.4 представлены результаты численного моделирования фокусировки линейно-поляризованного пучка объективами с различными числовыми апертурами в отсутствие и при наличии фазовой пластинки, ориентированной вдоль и перпендикулярно плоскости поляризации. Из рис.4 видно, что результат существенно зависит от остроты фокусировки. Вытянутость фокусного пятна и наличие ненулевой интенсивности в центральной его части при поперечной ориентации фазовой пластинки наблюдается только при очень острой фокусировке ( $NA > 0.6$ ). Уже при  $NA = 0.3$  фокусное пятно становится симметричным, а распределение интенсивности не зависит от наличия или отсутствия фазовой пластинки (с точностью до поворота).

Наличие ненулевой интенсивности в центре фокального пятна при использовании фазового скачка свидетельствует о формировании продольной компоненты электрического поля. Экспериментальные результаты по взаимодействию этой компоненты лазерного поля с веществом в такой ситуации представляют повышенный интерес, поскольку корректно промоделировать процесс

взаимодействия разных компонент излучения с металлом не представляется возможным.

Для проведения экспериментального исследования была изготовлена пропускающая фазовая пластинка из кварцевого стекла со ступенькой высотой около 850 нм, выполненной фотолитографическим методом с жидкостным травлением. Выбор материала был обусловлен сравнительно небольшой его дисперсией вблизи 800 нм. Для экспериментального исследования лазерной обработки материалов была собрана оптическая установка по схеме, аналогичной рис.2 с заменой диафрагмы на фазовую пластинку. Использовались два микрообъектива ( $60\times$ ,  $NA = 0.8$  и  $40\times$ ,  $NA = 0.6$ ). Фотографии кратеров для этой серии экспериментов были получены с помощью электронного микроскопа (рис.5).

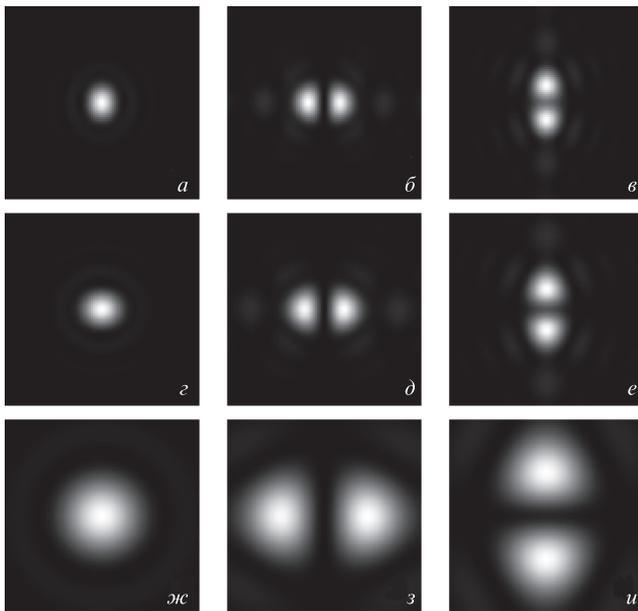


Рис.4. Расчетные распределения интенсивности излучения при фокусировке линейно-поляризованного по вертикали пучка объективами с числовыми апертурами  $NA = 0.8$  (а–в),  $0.6$  (z–e) и  $0.3$  (ж–и) в отсутствие (а, z, ж) и при наличии фазовой пластинки с ориентацией ступеньки вдоль (б, d, з) и перпендикулярно (в, e, и) плоскости поляризации излучения (размер изображений  $10\times 10$  мкм).

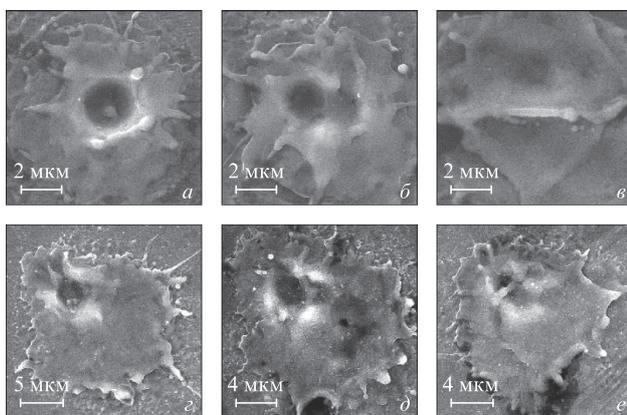


Рис.5. Фотографии кратеров при фокусировке линейно-поляризованного пучка излучения объективами с числовой апертурой  $NA = 0.8$  (а–в, размер изображений  $10\times 10$  мкм) и  $0.6$  (z–e, размер изображений  $20\times 20$  мкм) в отсутствие (а, z) и при наличии фазовой пластинки с ориентацией ступеньки вдоль (б, d) и перпендикулярно (в, e) плоскости поляризации излучения.

Сравнительный анализ рис.4 и 5 показывает, что экспериментальные результаты, полученные без фазовой пластинки и с параллельной ориентацией ступеньки относительно плоскости поляризации, весьма близки к расчетным. Действительно, в отсутствие фазовой пластинки формируется почти круглый глубокий кратер. При ориентации фазовой ступеньки вдоль плоскости поляризации явно видно формирование двух близко расположенных не столь глубоких кратеров, которые практически сливаются, образуя общий вытянутый кратер без четко выраженной перемычки. Совсем другая картина наблюдается при ортогональной к плоскости поляризации ориентации фазовой ступеньки скачка. Хотя и в этом случае формируются два близко расположенных углубления (повернутых на  $90^\circ$  по сравнению с предыдущим случаем), между ними наблюдается четко выраженная перемычка. Это различие объясняется тем, что в области перемычки формируется продольная компонента электрического поля, а в области кратеров – поперечная. При этом наличие поперечной компоненты приводит к переносу энергии вдоль волнового вектора, а продольной – в перпендикулярном направлении, т. е. вдоль поверхности мишени, что ведет к возникновению высокой перемычки. Такие структуры могут быть использованы, в частности, для формирования плазмонных антенн [25, 26].

Заметим, что глубина формируемых кратеров довольно мала. Это связано с относительно небольшой энергией лазерного импульса, которая была ограничена пробоем фазовой пластинки и микрообъектива вследствие самовоздействия. Увеличение энергии лазерного импульса возможно при переходе к зеркальной фазовой и фокусирующей оптике. Нами были проведены эксперименты (рис.6) с применением отражательной фазовой ступеньки, изготовленной из кремниевой пластинки методом «lift-off» с нанесением слоя меди (высота ступеньки составляет 280 нм для обеспечения разности хода в половину длины волны при угле падения излучения на пластинку  $45^\circ$ ), и внеосевого параболического зеркала с относительным отверстием  $\sim 0.2$  (диаметр пучка  $\sim 1$  см) при энергии импульса до 1 мДж. Ранее проведенные исследования [9, 22] показали, что при столь малом относительном отверстии вклад продольной компоненты поля в абляцию пренебре-

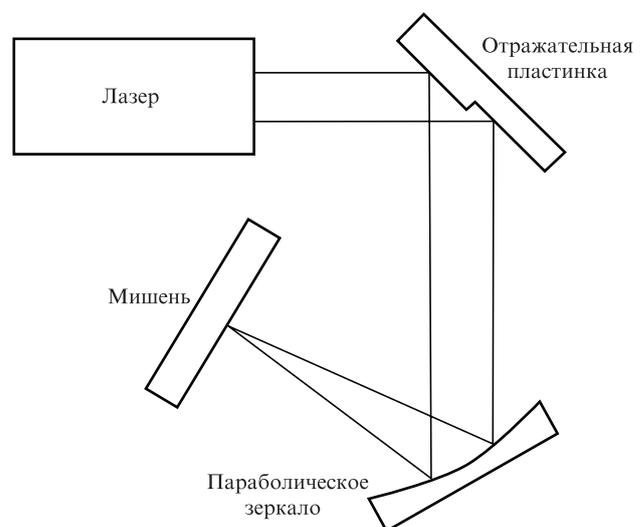


Рис.6. Схема эксперимента с применением отражательной оптики.

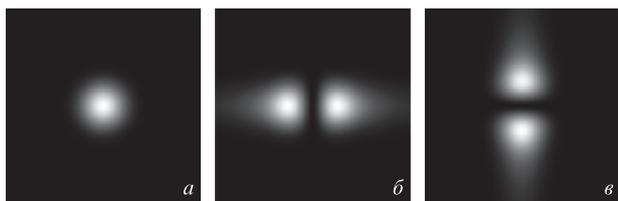


Рис.7. Расчетные распределения интенсивности излучения в фокальной плоскости параболического зеркала с числовой апертурой  $NA = 0.08$  (размер изображений  $20 \times 20$  мкм) в отсутствие фазовой пластинки (а), с пластинкой при ориентации фазовой ступеньки вдоль плоскости поляризации (б) и перпендикулярно ей (в).

жимо мал, поэтому в данном случае мы видим картину воздействия лишь поперечных его компонент.

На рис.7 представлены результаты численного моделирования в условиях данного эксперимента. В отсутствие фазовой пластинки в фокальной плоскости формируется световое пятно диаметром около 5 мкм. При использовании фазовой ступеньки формируется мода, близкая к моде Эрмита–Гаусса, в которой расстояние между двумя пятнами примерно соответствует их диаметру. Заметим, однако, что форма светового пятна при относительно нежесткой фокусировке приобретает дополнительный «шлейф» в перпендикулярном линии фазовой ступеньки направлению, который существенно увеличивает размер фокального пятна в этом же направлении.

Комбинация двух факторов – увеличения как энергии импульса, так и размера светового пятна, приводит к существенному увеличению размеров кратеров (почти на порядок) и их глубины. В результате диаметр кратера получается значительно больше, чем расстояние между двумя пятнами фокусировки в численном эксперименте и наблюдение предсказанных в расчетах эффектов становится затруднительным.

#### 4. Заключение

Проведенные исследования продемонстрировали возможность эффективного управления фемтосекундной лазерной абляцией в результате изменения поляризационного состояния и/или распределения интенсивности пучка в фокальной области при острой фокусировке ( $NA > 0.5$ ).

При управляемой фазовой модуляции с помощью бинарно-фазовых пластин и диафрагмирования фокусируемых пучков удалось получить необычную форму кра-

теров, что можно использовать для одномоментного формирования элементов плазменных структур.

Повышения мощности лазерного излучения для увеличения глубины обработки удалось достичь лишь с применением зеркальной оптики, однако, из-за небольшой числовой апертуры параболического зеркала, эффектов, связанных с действием продольной компоненты электрического поля на мишень, не наблюдалось.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и РФФИ (гранты № 13-07-00266, 14-02-97033 р\_поволжье\_a).

1. Kraus M., Ahmed M.A., Michalowski A., et al. *Opt. Express*, **18**, 22305 (2010).
2. Venkatakrishnan K., Tan B. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, **7**, 274 (2012).
3. Niziev V.G., Nesterov A.V. *J. Phys. D.*, **32**, 1455 (1999).
4. Zhan Q. *Adv. Opt. Photon.*, **1**, 1 (2009).
5. Hnatovsky C., Shvedov V.G., Shostka N., et al. *Opt. Lett.*, **37**, 226 (2012).
6. Omatsu T., Chujo K., Miyamoto K., et al. *Opt. Express*, **18**, 17967 (2010).
7. Doskolovich L.L., Kazanskiy N.L., Kharitonov S.I., et al. *Opt. Lasers Eng.*, **15**, 311 (1991).
8. Doskolovich L.L., Khonina S.N., Kotlyar V.V., et al. *Opt. Quantum Electron.*, **25**, 801 (1993).
9. Khonina S.N., Volotovskiy S.G. *J. Opt. Soc. Am. A*, **27**, 2188 (2010).
10. Khonina S.N., Alferov S.V., Karpeev S.V. *Opt. Lett.*, **38**, 3223 (2013).
11. Meier M., Romano V., Feurer T. *Appl. Phys. A*, **86**, 329 (2007).
12. Khonina S.N., Kazanskiy N.L., Volotovskiy S.G. *J. Mod. Opt.*, **58**, 748 (2011).
13. Jia B., Kang H., Li J., et al. *Opt. Lett.*, **34**, 1918 (2009).
14. Hnatovsky C., Shvedov V., Krolikowski W., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 123901 (2011).
15. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
16. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Turinge A.A., et al. *Contrib. Plasma Phys.*, **53**, 116 (2013).
17. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000).
18. Yoon S.J., Palaastro J.P., Gordon D., et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **15**, 081305 (2012).
19. Caglayan H., Bulu I., Ozbay E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 419 (2006).
20. Genet C., Ebbesen T.W. *Nature*, **445**, 39 (2007).
21. Uryupina D.S., Ivanov K.A., Brantov A.V. *Phys. Plasmas*, **19**, 013104 (2012).
22. Novotny L., Sanchez E.J., Xie X.S. *Ultramicroscopy*, **71**, 21 (1998).
23. Хонина С.Н., Савельев Д.А. *ЖЭТФ*, **144**, 718 (2013).
24. Хонина С.Н., Карпеев С.В., Алфёров С.В. и др. *Компьютерная оптика*, **37**, 326 (2013).
25. Alda J., Rico-Garcia J.M., Lopez-Alonso J.M. *Nanotechnology*, **16**, 230 (2005).
26. Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L. *Adv. Opt. Photon.*, **1**, 438 (2009).