

Формирование мод Эрмита–Гаусса пучка мощного фемтосекундного лазерного излучения с помощью бинарно-фазовых дифракционных оптических элементов

А.С.Ларькин, Д.В.Пушкарев, С.А.Дегтярев, С.Н.Хонина, А.Б.Савельев

Экспериментально продемонстрировано формирование поперечных мод Эрмита–Гаусса до третьего порядка включительно при освещении бинарно-фазовых дифракционных оптических элементов (ДОЭ) субтераваттными лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Проведено сравнение формирующихся мод при использовании ДОЭ, изготовленных с применением методов киноформа и частичного кодирования амплитуды, при освещении ДОЭ как фемтосекундным, так и непрерывным лазерным излучением с близкими длинами волн.

Ключевые слова: дифракционный оптический элемент, бинарная фаза, фемтосекундный лазерный импульс, поперечная мода излучения, хроматическая дисперсия.

1. Введение

Развитие лазерных технологий и создание лазеров, способных генерировать мощные импульсы длительностью несколько десятков фемтосекунд, значительно расширили круг задач, связанных с взаимодействием лазерного излучения с веществом. К новым задачам следует отнести эффективное ускорение заряженных частиц в плотной фемтосекундной лазерной плазме и генерацию жесткого рентгеновского и гамма-излучений [1–3], филаментацию фемтосекундного лазерного излучения [4], а также микро- и наноструктурирование диэлектриков, связанное с локальным изменением показателя преломления под действием фемтосекундного лазерного излучения (см., напр., [5]).

При взаимодействии лазерного излучения сверхкороткой длительности с веществом важную роль играет не только временная форма импульса (временной контраст, наличие предимпульсов, чирп импульса) [6], но и пространственное распределение плотности энергии в поперечном сечении лазерного пучка. В частности, было показано, что внесение aberrаций, контролируемых при помощи адаптивной оптики [7] или расположенной на пути лазерного пучка апертуры (см., напр., [8]), позволяет управлять длиной и числом плазменных каналов при филаментации фемтосекундного лазерного импульса. Управление абляцией вещества (т.е. формой и размером

кратеров) под действием фемтосекундного лазерного излучения возможно также путем изменения его поляризационного состояния и распределения интенсивности при острой фокусировке ($NA > 0.5$) лазерного пучка [9, 10].

В работе [11] было показано, что при воздействии лазерного предимпульса на поверхность жидкой галлиевой мишени происходит формирование микроструй вещества. На основе результатов проведенных экспериментов и численного моделирования формирования микроструй авторами работы [12] было показано, что выброс струи с поверхности жидкой мишени происходит из-за пересечения фронтов ударных волн, распространяющихся под поверхностью мишени от различных горячих пятен в распределении плотности энергии в пятне фокусировки.

Таким образом, создание неоднородного регулярного поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка, состоящего из близкорасположенных горячих пятен, представляет большой практический интерес для задач взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом. Для этой цели удобно использовать поперечные моды Эрмита–Гаусса высоких порядков, поскольку они сохраняют свою конфигурацию (с точностью до масштаба) при распространении на неограниченное расстояние и не искажаются линзовыми системами [13, 14].

В работе [15] продемонстрирована внутриврезонаторная генерация мод Эрмита–Гаусса в импульсном лазере на неодимовом фосфатном стекле при помощи пространственных селекторов (тонких проволок), размещавшихся на оси резонатора лазера. Однако данный метод требует фиксации положения всех нулевых значений поля для генерации чистой моды Эрмита–Гаусса, что вызывает трудности при генерации мод высоких порядков.

Более универсальным методом генерации поперечных мод Эрмита–Гаусса является модуляция фазы исходного гауссова пучка. Для этого может использоваться пространственный модулятор света [16–18] или дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [19, 20]. Хорошо разработаны методы расчета и создания бинарно-фазовых ДОЭ, согласованных с модами Эрмита–Гаусса [21–23].

А.С.Ларькин, Д.В.Пушкарев, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: alexeylarkin@yandex.ru, abst@physics.msu.ru

С.А.Дегтярев, С.Н.Хонина. Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 443001 Самара, ул. Молодогвардейская, 151; Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П.Королева, Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; e-mail: sealek@gmail.com, khonina@smr.ru

Поступила в редакцию 26 апреля 2016 г., после доработки – 8 июня 2016 г.

Одна из трудностей, возникающих при использовании бинарно-фазовых ДОЭ для формирования заданного распределения плотности энергии в пучке фемтосекундного излучения, связана с широким спектром фемтосекундного импульса (вплоть до 200 нм на полувысоте) [24]. Микрорельеф ДОЭ является оптимальным для монохроматического излучения, поэтому на качество формируемого распределения интенсивности в этом случае большее влияние оказывает хроматическая дисперсия [25]. При этом следует отметить, что фазовые ДОЭ, согласованные с модами лазерного излучения, довольно устойчивы к отклонению длины волны используемого излучения от оптимальной для изготовленного микрорельефа [26].

Другая трудность связана с высокой пиковой мощностью фемтосекундного лазерного импульса, которая может приводить к пробое ДОЭ, работающих «на пропускание», из-за нелинейных эффектов самовоздействия и самофокусировки лазерных импульсов. При работе с фемтосекундными лазерными системами, построенными на принципе усиления chirpированных импульсов (chirped pulse amplification, CPA), эта трудность может быть преодолена путем установки ДОЭ, согласованных с модами лазерного излучения, в пучок перед его сжатием по времени (см. [25]).

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования и экспериментов по генерации поперечных мод Эрмита–Гаусса до третьего порядка включительно при освещении бинарно-фазовых ДОЭ мощными фемтосекундными лазерными импульсами.

2. Численное моделирование формирования поперечных мод Эрмита–Гаусса при помощи бинарно-фазовых ДОЭ

Эксперименты и численное моделирование были проведены для ДОЭ с постоянным амплитудным пропусканием и фазовым пропусканием, задаваемым двумя методами. В качестве первого был использован метод киноформа [27], в котором фазовое пропускание определяется только фазой $\varphi_T(u, v)$ комплексной функции пропускания (u, v – декартовы координаты в плоскости ДОЭ). При этом игнорирование амплитудной информации в плоскости ДОЭ приводит к значительным искажениям при формировании заданного распределения. Во втором методе выполнялось частичное кодирование амплитудной информации в фазовую [28] с помощью введения в фазу ДОЭ периодической несущей. При таком высокочастотном кодировании, например методом Кирка–Джонса [29], хорошая точность формирования достигается путем перераспределения части энергии падающего излучения в дополнительные дифракционные порядки с целью формирования заданного распределения в нулевом порядке.

Бинарно-фазовые ДОЭ для формирования различных мод Эрмита–Гаусса лазерного излучения на длине волны 800 нм были рассчитаны и изготовлены в ИСОИ РАН. На рис.1 приведены бинарные фазовые функции пропускания ДОЭ, рассчитанные при использовании метода киноформа и метода частичного кодирования амплитудной информации в фазовую. При частичном кодировании амплитудной информации высокочастотная решетка вводилась только для периферийной области моды, где значение амплитуды поля освещающего пучка менее 0.1 от максимального. Такой выбор уровня кодирования по-

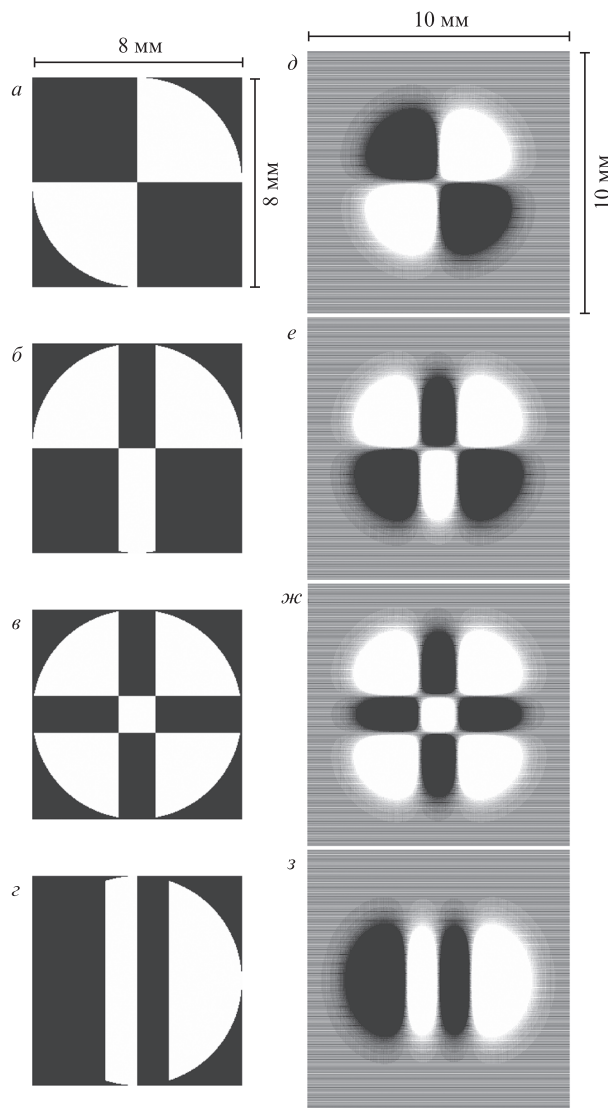


Рис.1. Бинарные фазовые функции пропускания ДОЭ $\varphi_T(u, v) = \{0; \pi\}$ (0 – белый цвет, π – черный цвет), соответствующие формирователям мод Эрмита–Гаусса TEM_{11} (а, д), TEM_{21} (б, е), TEM_{22} (в, ж) и TEM_{30} (г, з), рассчитанные при использовании метода киноформа (а–г) и метода частичного кодирования амплитуды (д–з).

зволяет достичь хорошего качества формирования заданного распределения при сохранении большей части энергии пучка [30].

При численном моделировании монохроматический пучок с длиной волны излучения 800 нм с плоским волновым фронтом и гауссовым поперечным профилем интенсивности, имеющим радиус 10.6 мм по уровню e^{-2} от максимального значения, освещал ДОЭ, после чего фокусировался линзой с фокусным расстоянием $f = 6$ см. На рис.2 приведены результаты моделирования распределений интенсивности в фокальной плоскости линзы для соответствующих формирователей мод Эрмита–Гаусса, приведенных на рис.1.

Численное моделирование формирования мод Эрмита–Гаусса с помощью бинарно-фазовых ДОЭ показало, что применение метода частичного кодирования амплитуды позволяет значительно уменьшить ошибку в формировании мод по сравнению с методом киноформа. Это, в свою очередь, обеспечивает сохранение конфигурации сформированных пучков на больших расстояниях, что

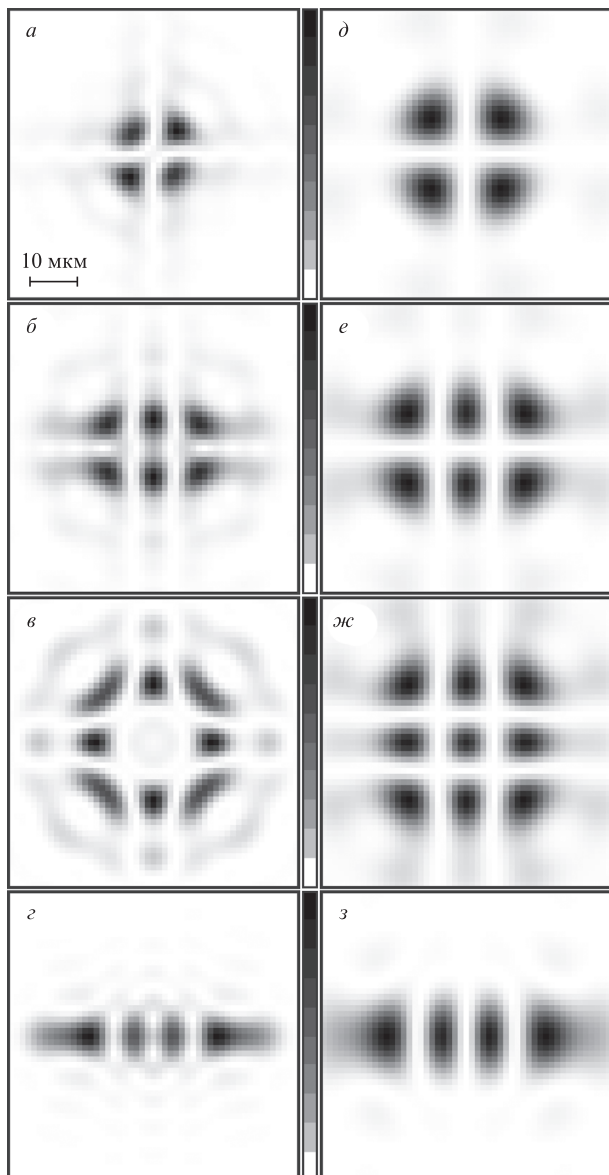


Рис.2. Численное моделирование распределений интенсивности в фокальной плоскости линзы ($f = 6$ см) для формирователей мод Эрмита–Гаусса TEM_{11} (а, д), TEM_{21} (б, е), TEM_{22} (в, ж) и TEM_{30} (з, з). Распределения получены с помощью ДОЭ, рассчитанных методом киноформа (а–з) и методом частичного кодирования амплитуды (д–з), при их освещении монохроматическим излучением на длине волны 800 нм. Все изображения приведены в одинаковом масштабе.

является важным в случае установки ДОЭ перед компрессором фемтосекундной лазерной системы.

3. Формирование поперечных мод Эрмита–Гаусса с помощью бинарных ДОЭ

В экспериментах в качестве источника импульсного фемтосекундного излучения использовалась лазерная система МЛЦ МГУ на кристалле Ti:сапфир, построенная на принципе СРА (длина волны 800 нм, длительность импульса 50 фс, энергия импульса до 100 мДж, частота повторения 10 Гц, контраст на наносекундном масштабе 5×10^{-8}) [31]. Энергия импульса в данных экспериментах не превышала 1 мДж. Схема эксперимента приведена на

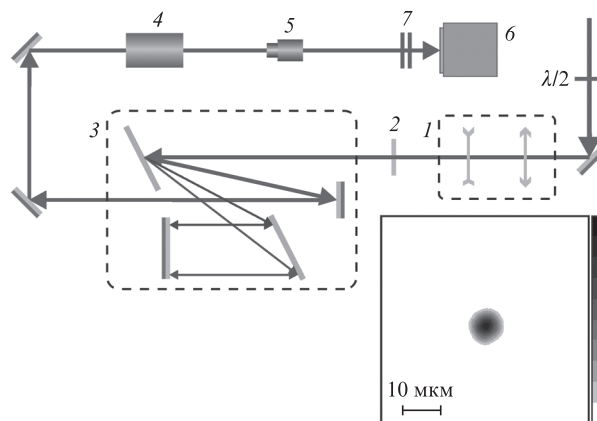


Рис.3. Схема экспериментальной установки для измерения распределения плотности энергии в дальней зоне:

1 – телескоп; 2 – ДОЭ; 3 – решеточный компрессор; 4 – фокусирующий объектив ($f = 6$ см); 5 – микрообъектив ($10\times$, $NA = 0.3$); 6 – ПЗС-камера (размер пикселя 6×6 мкм); 7 – нейтральные светофильтры. На вставке: измеренное распределение плотности энергии лазерного пучка в дальней зоне.

рис.3. Пучок лазерного излучения после стретчера (длительность импульса ~ 200 пс) коллимировался с помощью телескопа 1 для изменения диаметра пучка и согласования его с диаметром ДОЭ. После телескопа пучок освещал ДОЭ на поверхности плоскопараллельной кварцевой пластинки 2 толщиной 2 мм, сжимался в решеточном компрессоре 3 до 50 фс и фокусировался объективом 4 с фокусным расстоянием $f = 6$ см. Изображение распределения плотности энергии в фокусе объектива переносилось с помощью микрообъектива 5 (ЛОМО OM-5 $10\times$, $NA = 0.3$) на ПЗС-камеру 6 (DMK 23FV024, The Imaging Source Europe GmbH), имеющую размер пикселя 6×6 мкм. Для уменьшения экспозиции ПЗС-камеры использовался набор нейтральных светофильтров 7. Данная схема построения изображений обеспечивала пространственное разрешение не хуже 1.6 мкм при увеличении $43\times$.

На вставке к рис.3 приведено измеренное распределение плотности энергии исходной моды излучения Ti:сапфирового лазера в дальней зоне. Исходная мода имеет распределение плотности энергии, близкое к низшей моде Эрмита–Гаусса TEM_{00} . Параметр распространения пучка M^2 составляет 1.8. Это позволяет использовать в экспериментах ДОЭ, параметры которых рассчитывались для освещающего их пучка с гауссовым профилем интенсивности. С помощью телескопа, состоящего из двух линз (рис.3), диаметр пучка излучения Ti:сапфирового лазера был уменьшен до 10.6 мм по уровню e^{-2} от максимальной интенсивности (измерение размера пучка до и после телескопа проводилось ножевым методом [32]). Это соответствует диаметру пучка 7.5 мм по уровню e^{-1} от максимальной интенсивности и обеспечивает хорошее согласование с размером изготовленных ДОЭ.

На рис.4 приведены изображения распределений плотности энергии в дальней зоне, полученные с помощью ДОЭ, изготовленных с использованием метода киноформа и метода частичного кодирования амплитуды. Из полученных распределений видно, что ошибка в формировании моды для ДОЭ, изготовленных с применением метода частичного кодирования амплитуды, меньше, чем для некодированных ДОЭ. Дополнительные искажения могут быть связаны как с отличием моды освещающего пучка от идеальной гауссовой моды TEM_{00} (с $M^2 = 1$),

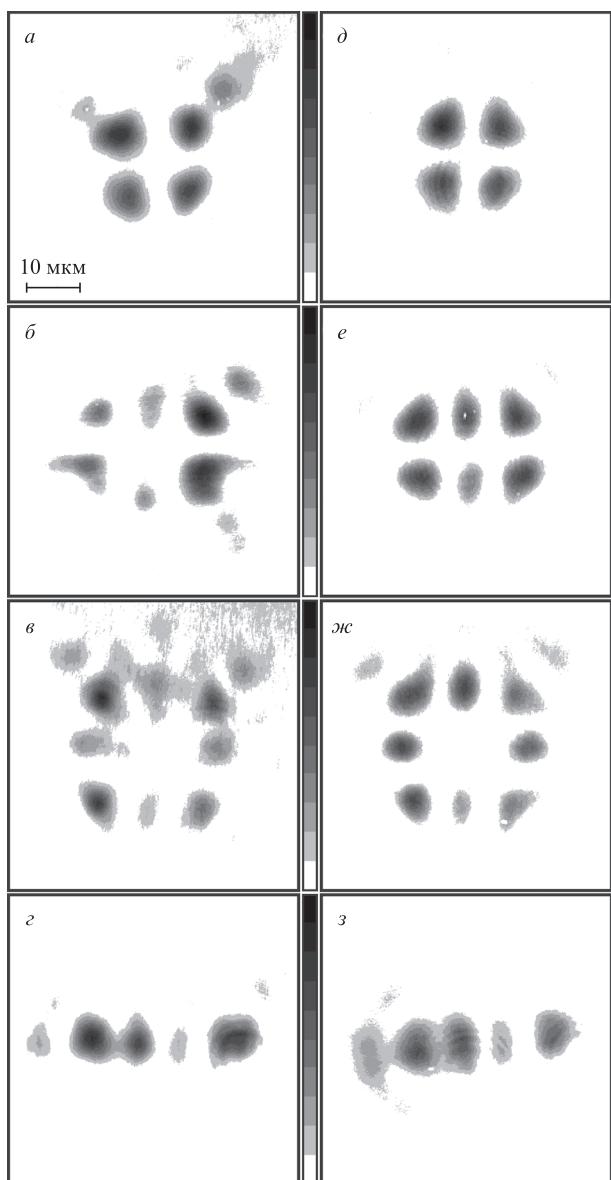


Рис.4. Измеренные в дальней зоне (вблизи фокуса объектива) распределения плотности энергии в модах Эрмита–Гаусса TEM_{11} (а, д), TEM_{21} (б, е), TEM_{22} (в, ж) и TEM_{30} (г, з), полученные с помощью ДОЭ, которые были изготовлены с использованием метода киноформа (а–г) и метода частичного кодирования амплитуды (д–з), при их освещении импульсным излучением Ti:сапфирового лазера. Все изображения приведены в одинаковом масштабе.

так и с хроматической дисперсией, вызванной широким спектром фемтосекундного импульса [25]. Количественные оценки степени соответствия сформированных в эксперименте распределений теоретическим профилям мод Эрмита–Гаусса не приводятся в настоящей работе в силу отличия исходной моды излучения, освещающего ДОЭ, от низшей моды Эрмита–Гаусса. Это является предметом дальнейшего исследования.

Для проверки влияния хроматической дисперсии, обусловленной широким спектром фемтосекундного импульса, на качество формируемых с помощью ДОЭ мод были проведены эксперименты, в которых ДОЭ освещались квазинепрерывным излучением лазера с диодной накачкой (OBIS 785 LX, Coherent, Inc.) на длине волны 785 нм. Диаметр пучка непрерывного лазера увеличивался, пока не становился близок к диаметру фемтосекундного лазер-

ного пучка, после чего непрерывное излучение заводилось в тракт основного излучения. Измерения проводились с помощью той же схемы, что использовалась в экспериментах с фемтосекундным излучением (см. рис.3) без изменения ее параметров.

На рис.5 приведены изображения распределения плотности энергии в дальней зоне, которые получены с помощью ДОЭ, изготовленных с использованием метода киноформа и метода частичного кодирования амплитуды при их освещении излучением непрерывного лазера. При этом некодированные ДОЭ формируют моды с меньшей ошибкой, чем при их освещении импульсным фемтосекундным излучением. В случае непрерывного лазера дополнительная ошибка в формировании мод вызвана главным образом небольшим рассогласованием диаметра лазерного пучка и диаметра ДОЭ. Это связано с тем, что излучение непрерывного лазера в данных экспериментах обладало большей расходимостью, чем излучение Ti:сапфирового лазера при одинаковых параметрах используемой оптической схемы.

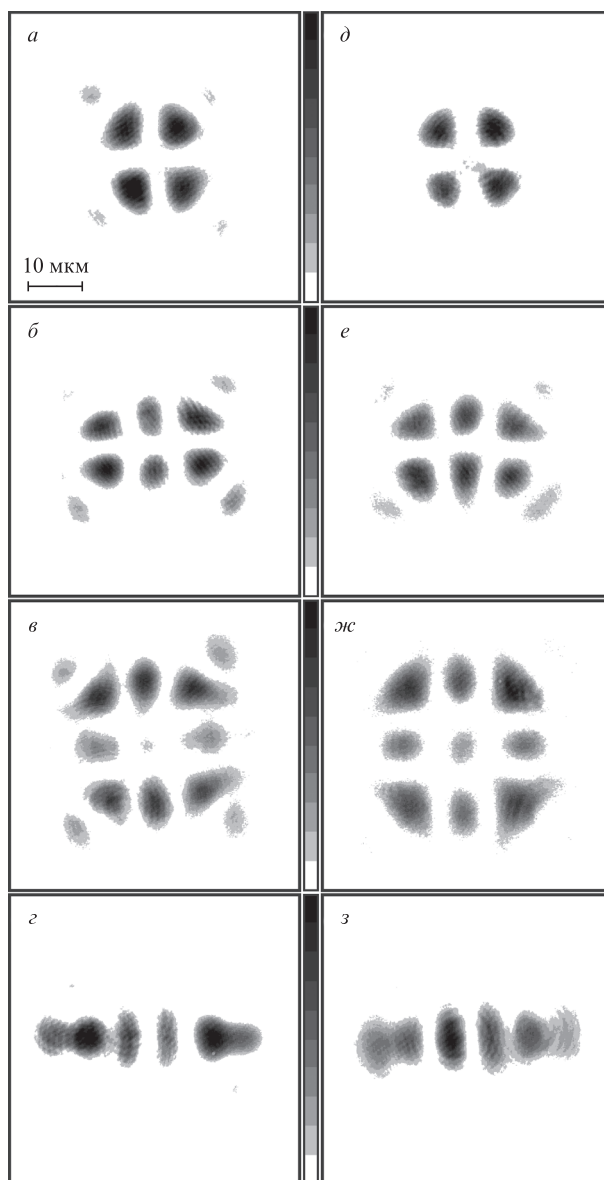


Рис.5. То же, что и на рис.4, при освещении ДОЭ непрерывным излучением лазера с диодной накачкой. Все изображения приведены в одинаковом масштабе.

4. Выводы

Нами экспериментально продемонстрировано формирование мод Эрмита–Гаусса до третьего порядка включительно с использованием бинарно-фазовых ДОЭ, освещаемых импульсным излучением фемтосекундной длительности. Качество формируемых мод сильно зависит от степени соответствия диаметра лазерного пучка диаметру освещаемого им ДОЭ. Эксперименты по формированию мод излучения непрерывного лазера показали, что ДОЭ, изготовленные с применением метода частичного кодирования амплитуды, менее чувствительны к ширине спектра излучения, чем ДОЭ, изготовленные с применением метода киноформа. Бинарно-фазовые ДОЭ с частично кодированной амплитудной информацией позволяют формировать заданные моды Эрмита–Гаусса фемтосекундного лазерного импульса с хорошей точностью.

Работа поддержана РФФИ (гранты №15-32-20417, 16-32-00143, 16-07-00825, 16-37-00241).

1. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **31**, 941 (2001).
2. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
3. Ledingham K.W.D., Magill J., McKenna P., Yang J., Galy J., Schenkel R., Rebizant J., McCanny T., Shimizu S., Robson L., Singhal R.P., Wei M.S., Mangles S.P.D., Nilson P., Krushelnick K., Clarke R.J., Norreys P.A. *New J. Phys.*, **12**, 045005 (2010).
4. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
5. Papazoglou D.G., Tzortzakis S. *Opt. Mater. Express*, **1**, 625 (2011).
6. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Ksenofontov P.A., Tsymbalov I.N., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Turinge A.A., Lapik A.M., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G. *Phys. Plasmas*, **21**, 093110 (2014).
7. Ionin A.A., Iroshnikov N.G., Kosareva O.G., Larichev A.V., Mokrousova D.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2257 (2013).
8. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., Шустикова А.П. *Квантовая электроника*, **44**, 1085 (2014).
9. Hnatovsky C., Shvedov V.G., Shostka N., Rode A.V., Krolikowski W. *Opt. Lett.*, **37**, 226 (2012).
10. Алфёров С.В., Карпеев С.В., Хонина С.Н., Тукмаков К.Н., Моисеев О.Ю., Шуляпов С.А., Иванов К.А., Савельев-Трофимов А.Б. *Квантовая электроника*, **44**, 1061 (2014).
11. Uryupina D.S., Ivanov K.A., Brantov A.V., Savel'ev A.B., Bychenkov V.Yu., Povarnitsyn M.E., Volkov R.V., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **19**, 013104 (2012).
12. Lar'kin A., Uryupina D., Ivanov K., Savel'ev A., Bonnet T., Gobet F., Hannachi F., Tarisien M., Versteegen M., Spohr K., Breil J., Chimier B., Dorchie F., Fourment C., Leguay P.-M., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **19**, 093103 (2014).
13. Сойфер В.А. (ред.) *Методы компьютерной оптики* (М.: Физматлит, 2003).
14. Шевин А.О., Хонина С.Н. *Вестник СГАУ*, **2**, 101 (2008).
15. Малютин А.А., Илюхин В.А. *Квантовая электроника*, **37**, 181 (2007).
16. Hayasaki Y., Sugimoto T., Takita A., Nishida N. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 031101 (2005).
17. Kuang Z., Perrie W., Leach J., Sharp M., Edwardson S.P., Padgett M., Dearden G., Watkins K.G. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 2284 (2008).
18. Chen Y., Gu J., Wang F., Cai Y. *Phys. Rev. A*, **91**, 013823 (2015).
19. Kuroiwa Y., Takeshima N., Narita Y., Tanaka S., Hirao K. *Opt. Express*, **12**, 1908 (2004).
20. Torres-Peiró S., González-Ausejo J., Mendoza-Yero O., Mínguez-Vega G., Andrés P., Lancis J. *Opt. Express*, **21**, 31830 (2013).
21. Хонина С.Н., Котляр В.В., Сойфер В.А., Хонканен М., Турунен Я. *Компьютерная оптика*, **18**, 24 (1998).
22. Хонина С.Н. *Компьютерная оптика*, **18**, 28 (1998).
23. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Lautanen J., Honkanen M., Turunen J.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4016**, 234 (1999).
24. Backus S., Durfee C.G., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 1207 (1998).
25. Хонина С.Н., Дегтярев С.А., Порфирьев А.П., Моисеев О.Ю., Полетаев С.Д., Ларькин А.С., Савельев-Трофимов А.Б. *Компьютерная оптика*, **39**, 187 (2015).
26. Карпеев С.В., Алфёров С.В., Хонина С.Н., Кудряшов С.И. *Компьютерная оптика*, **38**, 689 (2014).
27. Lesem L.B., Hirsch P.M., Jordan T.A. *IBM J. Res. Dev.*, **13**, 150 (1969).
28. Котляр В.В., Хонина С.Н., Сойфер В.А. *Автометрия*, **6**, 74 (1999).
29. Kirk J.P., Jones A.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **61**, 1023 (1971).
30. Khonina S.N., Balalayev S.A., Skidanov R.V., Kotlyar V.V., Paivanranta B., Turunen J. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, 065702 (2009).
31. Ivanov K.A., Uryupina D.S., Morshedjan N., Volkov R.V., Savel'ev A.B. *Plasma Phys. Rep.*, **36**, 99 (2010).
32. Khosrofi J.M., Garetz V.A. *Appl. Opt.*, **22**, 3406 (1983).