

УДК 535.436

ПРИМЕНЕНИЕ ДАТЧИКА ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА — ГАРТМАНА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ*

В. И. Трунов¹, К. В. Губин¹, К. А. Иванова¹, А. Г. Полецук²,
А. Г. Седухин², В. В. Черкашин²

¹Институт лазерной физики СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13/3
²Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: trunov@laser.nu

Представлены результаты экспериментального исследования распределения плотности в малоразмерной (диаметр 1–2 мм) сверхзвуковой газовой струе в вакууме. Измерения проведены с помощью разработанного датчика волнового фронта Шэка — Гартмана, состоящего из микролинзовой матрицы с числом элементов 100×100 и видеокамеры форматом 2048×2048 пикселей. Дан анализ достоверности результатов измерений по пространственной и временной разрешающим способностям, а также по минимальным уровням изменений фазы, вносимых тестируемым объектом.

Ключевые слова: газовая струя, сопло Лавала, датчик Шэка — Гартмана, анализ волнового фронта.

DOI: 10.15372/AUT20180104

Введение. В настоящее время лазерно-плазменное кильватерное ускорение рассматривается как перспективный путь к получению пучков электронов в гигаэлектронвольтном диапазоне энергий. Основное преимущество метода — высокий темп ускорения (~ 100 ГэВ/м) по сравнению с традиционными ускорителями (~ 100 МэВ/м). Это открывает путь к созданию компактных ускорителей электронов [1]. Целевой функцией здесь являются энергия и заряд ускоренного электронного сгустка, определяемые энергетикой лазерного импульса-драйвера, а также малый энергетический разброс частиц и эмиттанс сгустка. Совмещение процессов ускорения электронов лазерным импульсом с последующим комптоновским рассеянием на них зондирующего пучка открывает возможность создания компактных фемтосекундных источников в рентгеновском и гамма-диапазонах [2].

В рамках проекта по лазерно-кильватерному ускорению электронов, выполняемого Институтом лазерной физики СО РАН совместно с Институтом ядерной физики СО РАН, создаётся экспериментальная установка, в которой электроны в сверхзвуковой газовой струе будут захватываться из плазмы и ускоряться до энергий $\sim (50\text{--}100)$ МэВ полем продольной кильватерной волны (рис. 1, а). При этом формирование плазменного канала и раскачка волны производятся одним и тем же мощным мультитераваттным фемтосекундным лазерным импульсом [4] в сверхзвуковой газовой струе. Необходимые параметры струи: диаметр 1,2–1,8 мм, плотность газа $10^{18}\text{--}10^{19}$ см⁻³, ширина фронтов не более 0,2–0,3 мм, число Маха 3–4. В такой схеме критическое значение приобретает контроль размеров, плотности и пространственного профиля газовой струи, а в дальнейшем плазменного канала. Обычно для решения данной задачи используется диагностика на основе интерфе-

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума Сибирского отделения РАН (междисциплинарный интеграционный проект № 112).

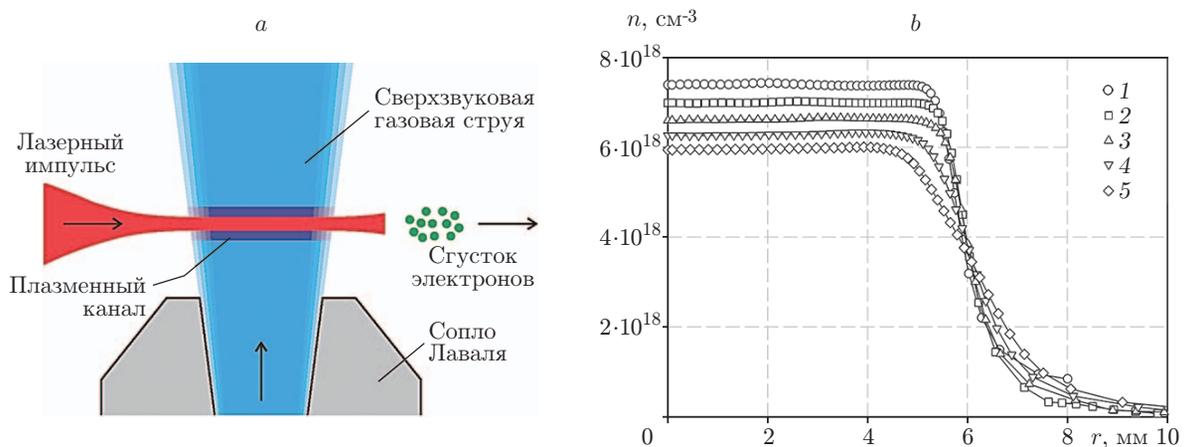


Рис. 1. Ускорение электронов в лазерном поле: *a* — схема, *b* — расчётный профиль плотности струи при входном давлении $P_0 = 8$ атм на разном расстоянии от выхода сопла Лавалья [3] (кривая 1 — 0, 2 — 0,25, 3 — 0,5, 4 — 0,75, 5 — 1 мм)

рометра Маха — Цандера [5]. Такие схемы позволяют уверенно контролировать объекты с набегом фазы порядка 2π и более. Этого вполне достаточно практически для всех плазменных шнуров или газовых струй с линейной плотностью $NL \approx 10^{19}$ cm^{-2} и выше, где $NL = \int n(l)dl$ — интеграл плотности газа $n(l)$ по пути l . Однако в нашем случае характерная интегральная плотность струи составляет не более 10^{18} cm^{-2} , что при использовании азота даёт набег фазы $\approx (0,3 \cdot 2\pi)$, а для основного рабочего газа (гелия) — ещё на порядок меньше. В таких условиях использование датчика Шэка — Гартмана (ДШГ) с его высокой чувствительностью при одновременном большом динамическом диапазоне измерения наклонов волнового фронта, устойчивости к вибрациям, отсутствию особых требований к длине когерентности лазера, а также высоком временном разрешении является предпочтительным. Особое значение при этом приобретают методы возможного программного и аппаратного повышения чувствительности и разрешающей способности датчика, а также методы его калибровки и контроля рабочих характеристик, что необходимо для количественной интерпретации результатов физического эксперимента.

Цель предлагаемой работы — исследование особенностей использования датчика Шэка — Гартмана для регистрации в газовой струе слабых фазовых искажений с высоким временным и пространственным разрешениями.

Экспериментальная установка. Исследовалось распределение плотности газа в струе с дозвуковым и сверхзвуковым характером течения, а также динамика формирования струи (время установления стабильного характера течения) на установке, схема которой приведена на рис. 2. На первых стадиях экспериментов для отработки методики регистрации малых фазовых искажений в струе использовался азот, поскольку динамика образования газовой струи в сопле Лавалья практически не зависит от сорта газа.

Сверхзвуковое течение струи формируется в разработанном нами сопле Лавалья с быстрым импульсным газовым клапаном. Сопло представляет собой два соосных прямых конуса с перемычкой диаметром 0,3 мм и углом раствора выхода 14° с глубиной выходной части 4 мм. Это соответствует геометрии, результаты расчёта которой для входного давления газа 8 атм приведены на рис. 1, *b*. В качестве импульсного клапана применяется пневматический клапан Festo MH2 [6]. Он способен работать при уровне вакуума, как минимум, 10^{-4} Торр при входном давлении газа до 9 атм, имеет время открытия/закрытия 1,7/2 мс с частотой переключения до 300 Гц. В качестве источника излучения использовался DPSS-лазер с длиной волны 532 нм. Его излучение расширялось коллиматором до размера 7–8 мм и просвечивало область в вакуумной камере, где располагалось сопло и

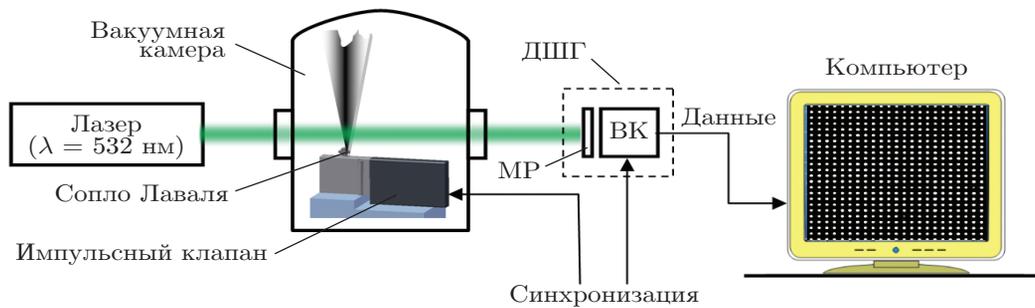


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

импульсный клапан. Далее излучение направлялось в ДШГ, который состоял из аподизированного микролинзового растра (МР) фирмы SUSS MicroOptics (количество микролинз 100×100 размером 110×110 мкм с фокусным расстоянием 4 мм) и GigE-видеокамеры (ВК) типа Ace фирмы Basler со CMOS-сенсором фирмы CMOSIS (разрешение 2048×2048 пикселей, площадь пиксела $5,5 \times 5,5$ мкм). Для оценки формы волнового фронта была разработана программа [7, 8], в основу которой положено представление поверхности волнового фронта в виде разложения в ряд по полиномам Цернике (до 200 полиномов) с неизвестными коэффициентами. В данной работе также использовался вариант программы с интегральной оценкой формы волнового фронта, когда полный волновой фронт реконструируется путём интегрирования его локальных градиентов. Процесс измерения (запуск триггера ВК) синхронизировался с работой импульсного клапана. При каждом измерении (с частотой до 10 Гц) регистрировались две гартманогаммы: с закрытым (струи газа нет) или открытым (струя есть) клапаном. Далее зарегистрированные фазовые портреты вычитались.

Результаты эксперимента. Поскольку процессы при лазерном ускорении носят существенно импульсный характер, то наряду с плотностью газа и её пространственным распределением необходимо знать и временные характеристики струи, а именно время установления стационарного течения. Учитывая малое минимальное время накопления сигнала ПЗС-камеры ($\sim 0,1$ мс), используемой в нашем ДШГ, по сравнению со временем открытия клапана ($\sim 1,7$ мс) и наличием внешней синхронизации, стало возможным исследовать динамику развития струи в субмиллисекундном диапазоне. Полученные при входном давлении газа 9 атм данные приведены на рис. 3. Как видно, стационарный профиль струи формируется, начиная примерно с 4 мс от момента начала открывания импульсного клапана и сохраняясь до момента окончания импульса питания клапана.

Далее по полученным данным обратным преобразованием Абеля был восстановлен профиль плотности газа в струе при различных входных давлениях клапана. В результате установлено, что максимальная плотность струи составляет $(5-10) \cdot 10^{19}$ см⁻³. Один из полученных профилей приведён на рис. 4, *c, d*. Исследования также показали, что в диапазоне входных давлений газа в сопло 5–9 атм максимальная плотность газа в струе линейно зависит от давления. Экспериментальные результаты соответствуют расчётным (см. рис. 1, *b*). На рис. 4, *b, d* приведены фазовый профиль и профиль интенсивности в струе с дозвуковым характером истечения газа в специально изготовленном цилиндрическом сопле. Отчётливо наблюдается качественная разница — длина факела дозвуковой струи в несколько раз меньше, чем сверхзвуковой. Это подтверждает, что течение газа в струе, сформированной соплом Лавалья, действительно носит сверхзвуковой характер.

Калибровка датчика Шэка — Гартмана. Для получения достоверных количественных результатов анализа фазовых объектов с помощью ДШГ необходима его тщательная калибровка по коэффициенту передачи, чувствительности и пространственному разрешению. Непосредственно перед проведением измерений газовой струи ДШГ калибровался [8] по плоскому наклонному и сферическому волновым фронтам зондирующего лазера.

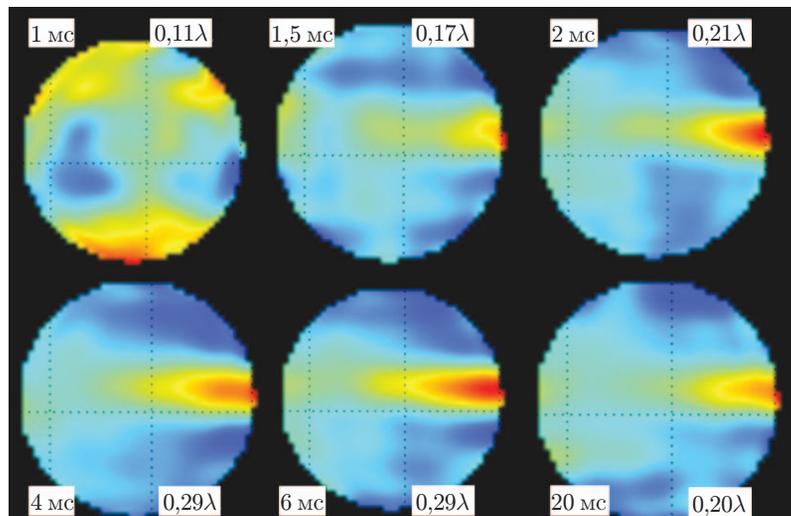


Рис. 3. Фазовые изображения струи, полученные с помощью ДППГ. Указаны время момента измерения, отсчитываемое от времени подачи открывающего импульса на клапан, и максимальная фаза на изображении. Время начала закрывания клапана 6 мс

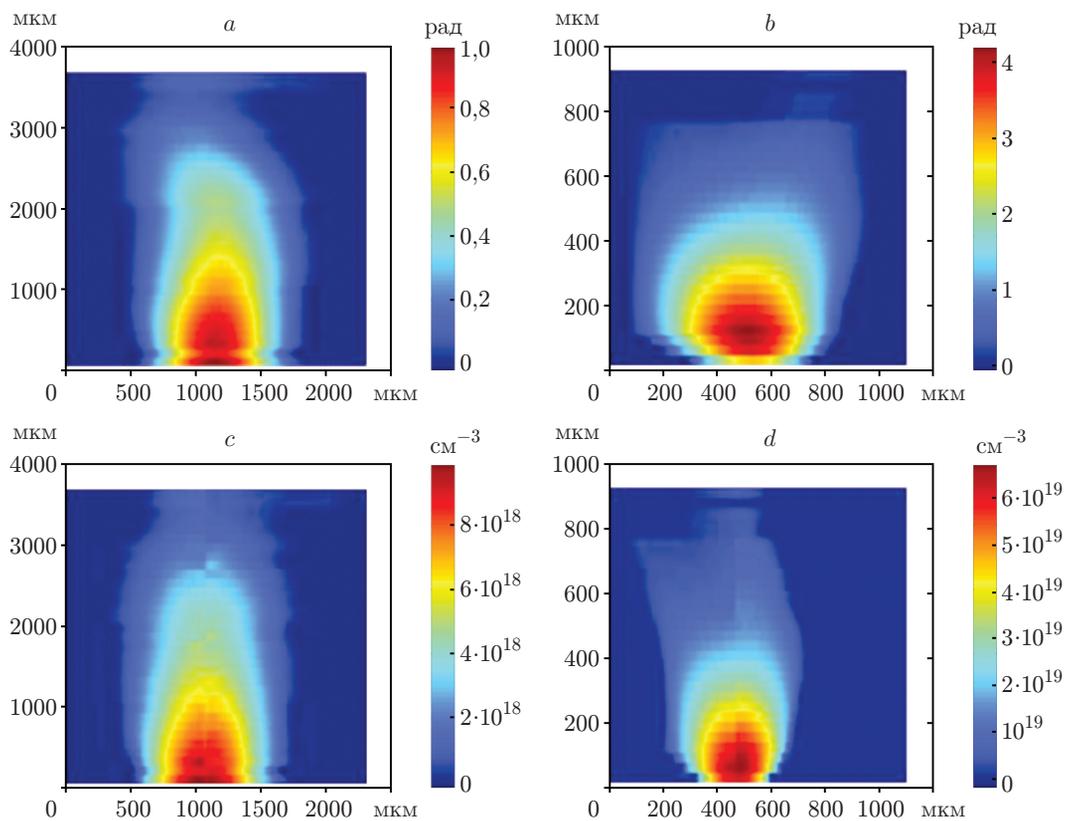


Рис. 4. Измерение характеристик газовой струи: *a, b* — фазовые изображения, *c, d* — восстановленное распределение плотности для сверхзвуковой (*a, c*) и дозвуковой (*b, d*) струй

Основными условиями корректной работы ДШГ является гладкость функции волнового фронта в пределах отдельной апертуры линзового раstra и отсутствие в спектре регистрируемого волнового фронта пространственных частот, превышающих частоту Найквиста. Пространственное разрешение датчика контролировалось по осциллирующему волновому фронту с линейной частотной модуляцией, наводимому на дифракционной картине. Измерения выполнялись на фиксированном расстоянии за полубесконечным экраном вблизи края освещённой области [9]. Данный метод позволяет в ограниченном пространственно-частотном диапазоне прокалибровать коэффициент передачи датчиком высоких пространственных частот на регистрируемом волновом фронте. На рис. 4 показано сопоставление теоретических и экспериментальных распределений световых интенсивностей ($I, I^{\text{эксп}}$) и фаз ($\varphi, \varphi^{\text{эксп}}$) для пропущенных компонент светового поля, дифрагированного на полубесконечном экране. Согласно теоретическим оценкам представленные на графике относительно небольшие по величине квадратурные осцилляции интенсивности вносят пренебрежимо малую погрешность в расчёт восстанавливаемых датчиком фазовых вариаций. Экспериментально фаза регистрировалась датчиком разностным методом (с экраном и без него), как это описано в [8], и восстанавливалась по программно-реализуемому интегральному методу. Интенсивность также регистрировалась разностным методом. Экран располагался на расстоянии $Z = 3,22$ м от плоскости регистрации поля датчиком и освещался коллимированным пучком световых лучей с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Теоретические и экспериментальные фазовые кривые взаимно нормировались и совмещались по точкам первых максимумов и минимумов. При этом до нормирования размах между точками первого максимума и первого минимума на экспериментальном графике был на 12 % меньше, чем соответствующий размах на теоретическом графике. Как видно из рис. 5, при увеличении координаты x и соответствующем возрастании пространственной частоты происходит дальнейшее ослабление коэффициента передачи высоких пространственных частот датчиком, что свидетельствует о постепенном снижении их точности воспроизведения. Частота Найквиста составляла $(2\Delta x)^{-1} = 4,55 \text{ мм}^{-1}$ и достигалась в точке

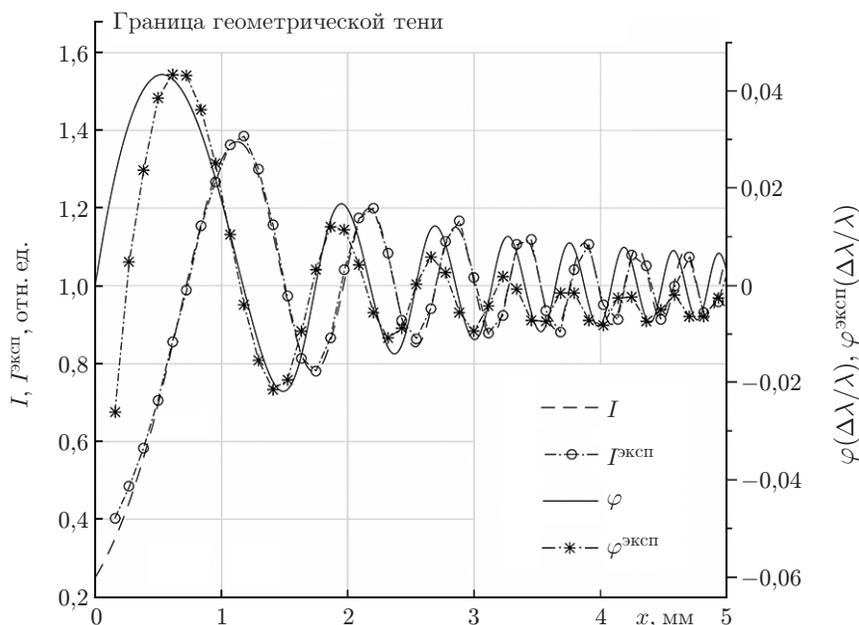


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные распределения нормированных световых интенсивностей $I, I^{\text{эксп}}$ и фаз $\varphi, \varphi^{\text{эксп}}$ для пропущенных экраном компонент дифрагированного поля в зависимости от координаты x в освещённой области вблизи границы геометрической тени (звёздочки и кружки — точки выборки с шагом $\Delta x = 110$ мкм)

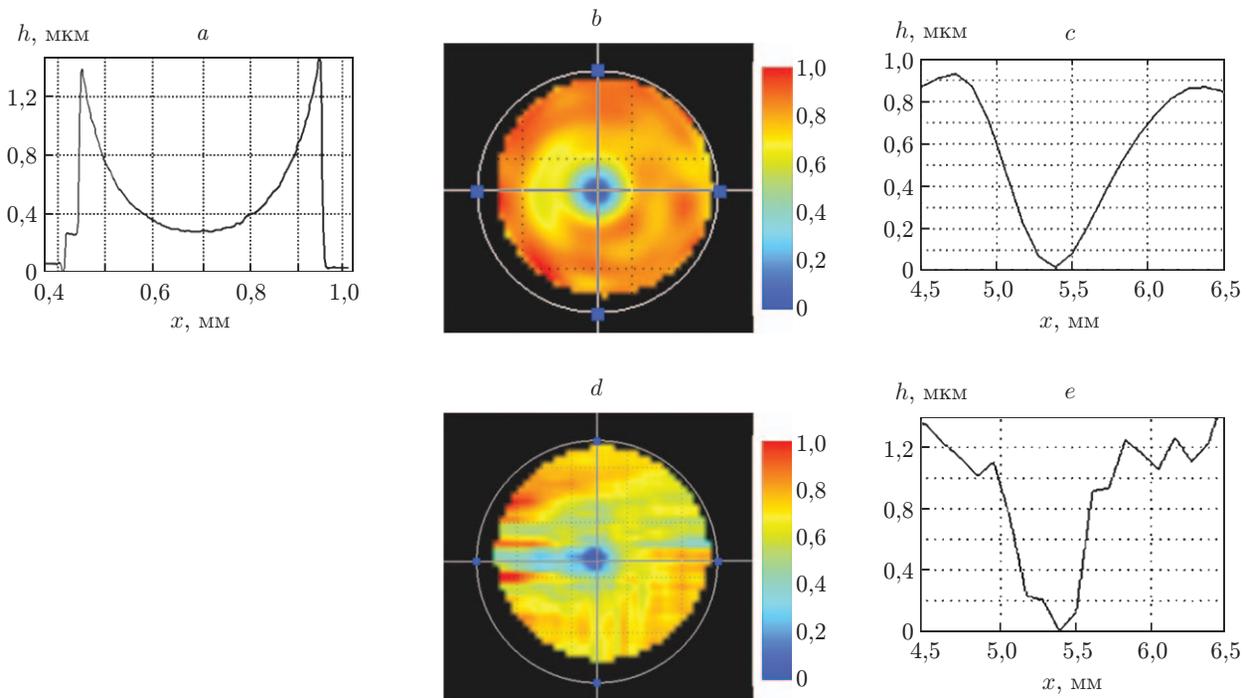


Рис. 6. Измерение характеристик ДШГ с помощью тест-объекта: *a* — профиль микролинзы, *b, d* — фазовые карты, *c, e* — профилограммы, полученные двумя методами

$x = 7,8$ мм (на графике рис. 5 не показана). В этом случае датчик относительно хорошо воспроизводит слабые осцилляции фазы с уровнями порядка сотых долей λ при пространственных частотах, существенно меньших частоты Найквиста.

Пространственное разрешение и коэффициент передачи ДШГ на масштабах газовой струи также контролировались путём измерения тестовых фазовых объектов — сферических микролинз диаметром 250 и 500 мкм и высотой 1,2 мкм. Стеклаянная пластинка с микролинзами устанавливалась вместо газовой струи (см. рис. 2). На рис. 6 приведены результаты исследования характеристик ДШГ при контроле волнового фронта, прошедшего микролинзу диаметром 500 мкм. Форма рельефа и высота микролинзы (рис. 6, *a*) наблюдались микроинтерферометром белого света типа WLI [10]. На рис. 6, *b, d* даны фазовые карты, а на рис. 6, *c, e* — профилограммы, полученные полиномиальным (200 полиномов Цернике) и интегральным методами соответственно. Показано, что пространственное разрешение ДШГ быстро растёт с увеличением количества полиномов Цернике с 48 до 200, но далее практически не изменяется. При сравнении профилограмм (*c, e*) хорошо видно, что интегральный метод имеет не только более высокое пространственное разрешение, но и более высокие шумы, а также точнее передаёт высоту фазового рельефа. Таким образом, из рис. 6 следует, что фазовые профили, полученные с помощью микроинтерферометра и ДШГ, хорошо согласуются между собой, хотя и имеют расхождения, обусловленные дифракционными эффектами, связанными с достаточно большим свободным расстоянием (около 150 мм) между плоскостями тест-объекта (или газовой струи) и входной апертурой датчика. В принципе, эффекты могут быть устранены (или существенно уменьшены) при использовании афокальной оптической системы (телескопа), установленной перед ДШГ. В этом случае плоскости объекта будут сопряжены с ДШГ.

В разработанном ДШГ планируется применение многоэлементных амплитудных масок с аподизированными апертурами [11] вместо линзового раstra, что должно привести к заметному увеличению пространственного разрешения датчика [7].

Заключение. Таким образом, показано, что разработанный ДШГ с матрицей микролинз 100×100 позволяет в простой однопроходной схеме регистрировать слабые фазовые искажения ($< 0,1\lambda$) с высоким пространственным ($< 0,5$ мм) и временным ($< 0,1$ мс) разрешениями в условиях физического эксперимента. Это подтверждает достаточно высокую степень достоверности результатов экспериментальных измерений распределения плотности в малоразмерной сверхзвуковой газовой струе в вакууме. Вместе с тем следует учесть имеющееся снижение точности измерений в связи со сравнимыми по величине размерами сгустка струи (диаметр 1–2 мм) и пространственного разрешения датчика ($< 0,5$ мм). Для повышения точности измерений необходимо дальнейшее повышение его разрешающей способности либо введение в систему измерений телескопической проекционной оптики.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института автоматики и электрометрии СО РАН Р. К. Насырову, В. Н. Хомутову, А. Е. Качкину, Б. В. Драчкову, А. Е. Маточкину за помощь в разработке ДШГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P.** Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2009. **81**. 1229.
2. **Trunov V. I., Lotov K. V., Gubin K. V. et al.** Laser-driven plasma wakefield electron acceleration and coherent femtosecond pulse generation in X-ray and gamma ranges // *Journ. Phys.: Conf. Ser.* 2017. **793**. 012028.
3. **Leshchenko V. E., Trunov V. I., Frolov S. A. et al.** Coherent combining of multimillijoule parametric-amplified femtosecond pulses // *Laser Phys. Lett.* 2014. **11**, Is. 9. 095301.
4. **Krishnan M., Elliott K. W., Geddes C. G. R.** Electromagnetically driven, fast opening and closing gas jet valve // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2011. **14**. 033502.
5. **Geddes C. G. R., Toth C., van Tilborg J. et al.** High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // *Nature.* 2004. **431**, N 7008. P. 538–541.
6. **Solenoid valves MH2/MH3/MH4, fast-switching valves.** URL: https://www.festo.com/cat/en-gb_gb/data/doc_ENGB/PDF/EN/MH2TO4_EN.PDF (дата обращения: 06.06.2017).
7. **Полещук А. Г., Седухин А. Г., Трунов В. И., Максимов В. Г.** Датчик Гартмана на основе многоэлементных амплитудных масок с аподизированными апертурами // *Компьютерная оптика.* 2014. **38**, № 4. С. 695–703.
8. **Полещук А. Г., Седухин А. Г., Максимов В. Г. и др.** Датчик Шака — Гартмана — как элемент системы контроля высокомоощных лазерных пучков // *Матер. Междунар. науч. конф. «СибОптика-2013».* Новосибирск, 2013. С. 93–96.
9. **Poleshchuk A. G., Sedukhin A. G.** Diffraction technique for testing the resolution and sensitivity of Hartmann and Shack—Hartmann sensors // *Opt. Lett.* 2015. **40**, N 21. P. 5050–5053.
10. **Breitmeier.** A NanoFocus Company. URL: <http://www.breitmeier.de/en/products/optical-profilometry/wli-lab> (дата обращения: 06.06.2017).
11. **Вейко В. П., Корольков В. П., Полещук А. Г. и др.** Лазерные технологии в микрооптике. Ч. I. Изготовление дифракционных оптических элементов и фотошаблонов с амплитудным пропусканием // *Автометрия.* 2017. **53**, № 5. С. 66–77.

Поступила в редакцию 6 июня 2017 г.