

# Интерферометрические измерения оптических неоднородностей в активной среде лазера на парах щелочных металлов

**А. А. Бабин, О. И. Белошицкая,  
В. А. Богачев, С. Г. Гаранин,  
Г. Н. Качалин, А. В. Копалкин,  
С. М. Куликов, А. С. Сафронов,  
Ф. А. Стариков, С. А. Сухарев,  
В. В. Феоктистов, В. А. Шотниев**

*Проведены исследования оптических неоднородностей активной среды лазера на парах цезия при помощи интерферометра Майкельсона. При нагреве кюветы до температуры  $T \approx 120$  °С и включении протока активной среды в центральной области кюветы возникает наведенный клин, его величина, измеренная в программе Quick Fringe, составила  $9,97\lambda$ , что соответствует углу отклонения  $\sim 8,3 \cdot 10^{-4}$  рад. При включении оптической диодной накачки в активной среде возникает наведенная тепловая линза. Аберрация дефокусировки волнового фронта тепловой линзы составила  $-1,85\lambda$ , что соответствует линзе с фокусным расстоянием  $f = -13$  м.*

## Введение

В настоящее время в России и за рубежом ведутся интенсивные работы по исследованию лазеров на парах щелочных металлов (ЛПЩМ) [1–3]. В качестве источника накачки активной среды этих лазеров используются мощные лазерные диоды, позволяющие обеспечить высокую плотность излучения накачки, необходимую для создания лазерных систем высокой мощности, и достигнуть эффективного преобразования излучения накачки в лазерное излучение («свет в свет») на уровне  $\sim 30$ – $50$  %. Такие мощные лазерные системы требуют непрерывного отвода тепла от активной среды лазера. Одним из вариантов осуществления теплоотвода является обеспечение в кювете протока газовой среды по замкнутому циклу.

Наличие газовой проточной среды, а также конструктивные особенности лазерной кюветы, связанные с необходимостью препятствовать контакту паров щелочных металлов с оптическими окнами, приводят к возникновению неоднородностей активной среды в области генерации. При этом возникает несколько типов аберраций, которые могут значительно повлиять на качество пучка выходного излучения лазера на парах цезия. Чтобы иметь возможность скомпенсировать искажения волнового фронта, вносимые неоднородностями в кювете с активной средой, необходимо, во-первых, определить, какие типы аберраций вносят наибольший вклад в искажение волнового фронта, и, во-вторых, количественно определить величину этих искажений.

В данной работе исследования искажений волнового фронта проводились с помощью интерферометра Майкельсона в различных режимах работы лазерной кюветы.

### ***Неоднородности и аберрации активной среды лазера на парах щелочных металлов***

Существует несколько источников неоднородностей в активной среде лазера на парах цезия (ЛПЦ). В первую очередь, они связаны с тепловыми эффектами и наличием турбулентных искажений потока, протекающего через активную область кюветы [4]. В отсутствие нагрева поток активной среды, протекающий через кювету в рабочем режиме, не вносит видимых искажений в плоский волновой фронт зондирующего лазера. Однако при нагреве лазерной кюветы до рабочих температур концентрация паров цезия в среде значительно возрастает, что приводит к увеличению неоднородностей потока активной среды. Из этого можно сделать вывод, что аберрации вызваны совокупностью двух факторов: тепловых неоднородностей и турбулентности в потоке с активной средой.

В ранее проведенных работах было показано, что наибольший вклад в искажение волнового фронта ЛПЦ вносят такие аберрации, как клин, астигматизм и дефокусировка. Рассмотрим причины возникновения этих аберраций.

В системе подачи газовой смеси в кювету поддерживается необходимый температурный режим: металлические стенки трубопровода нагреваются до температуры 120–150 °С. Тепловая скорость молекул цезия и буферных газов много больше скорости протока, поэтому в рабочем режиме в трубопроводе устанавливается поток, однородный по температуре. Однако при попадании потока в область накачки, в среде возникает температурный градиент. Это связано с тем, что окна кюветы несколько удалены от потока с активной средой, причем окна имеют температуру намного ниже, чем металлические детали кюветы. Кроме того, частицы активной среды имеют не только продольную составляющую скорости, направленную вдоль потока, но и поперечную составляющую, поэтому после выхода из трубопровода и попадания в область накачки нагретый поток несколько расширяется, что приводит к появлению градиента температур в области накачки. При этом на интерферограмме, полученной при помощи интерферометра Майкельсона, появляется картина из множества чередующихся темных и светлых полос, количество которых значительно больше, чем для несмещенных пучков. Такое изменение интерференционной картины говорит о том, что в среде возникает наведенный клин.

При включенной оптической диодной накачке в области кюветы, совпадающей с каустикой накачки, происходит интенсивное поглощение излучения парами щелочных металлов. Температура среды вблизи оптической оси кюветы становится выше температуры в остальных частях активной области, при этом средняя тепловая скорость частиц среды вблизи оси оказывается выше средней тепловой скорости частиц на периферии. Это приводит к тому, что из центра активной области происходит «отток» частиц. Концентрация газа, а следовательно, и коэффициент преломления среды будут иметь минимальное значение вблизи центра активной области и возрастать по мере удаления от центра. Таким образом, в среде возникает отрицательная линза (дефокусировка). Этому соответствует появление на интерферограмме концентрических чередующихся темных и светлых колец, по радиусам которых можно определить фокусное расстояние возникающей в среде тепловой линзы.

### Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Источником света для получения интерференционной картины служил зондирующий лазер 1 типа LCS-DTL-316, работающий в одномодовом режиме на длине волны  $\lambda = 532$  нм. Луч зондирующего лазера 1 расширялся телескопом 3, а затем вырезался диафрагмой 4, таким образом формировалось зондирующее излучение с поперечным размером  $\approx 12$  мм и супергауссовым профилем интенсивности.

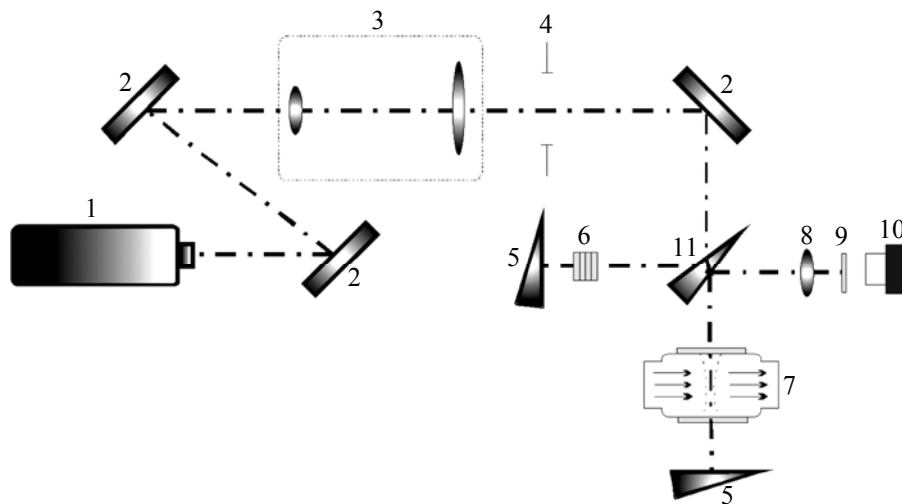


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – зондирующий лазер LCS-DTL-316 ( $\lambda = 532$  нм); 2 – поворотные зеркала; 3 – расширяющий телескоп с увеличением  $k = 6$ ; 4 – диафрагма  $d = 12$  мм; 5 – оптический клин  $\alpha = 4^\circ$  (зеркало интерферометра Майкельсона); 6 – набор оптических фильтров; 7 – лазерная кювета с исследуемой средой; 8 – линза  $f = 8$  см; 9 – оптический фильтр СЗС-22; 10 – цифровая камера Spiricon (SP-620U); 11 – делительный клин

Для исследования оптических неоднородностей активной среды лазера на парах цезия применялся интерферометр Майкельсона. Как показано на рис. 1, исследуемая лазерная кювета с активной средой ЛПЦ 7 помещалась в одно из плеч интерферометра, которое заклоном зеркала 5 обеспечивало картину интерференционных полос равного наклона, локализованную на матрице цифровой камеры 10. Время экспозиции камеры выбиралось минимально возможным (0,13 мс), чтобы устранить искажения полученных изображений, связанные с дрожанием оптических элементов и воздуха. С помощью линзы 8 изображение интерференционной картины из плоскости расположения кюветы проектировалось на матрицу цифровой камеры 10 с уменьшением в 2,95 раза. Набор оптических нейтральных фильтров 6 обеспечивал высокую контрастность изображения. Для исключения регистрации интерференционных картин от паразитных источников применялся оптический фильтр 9.

Лазерная среда представляла собой смесь цезия и буферных газов (гелий под давлением 3,5 атм при  $T = 20$  °С и метан под давлением 0,32 атм при  $T = 20$  °С). Кювета 7, предназначенная для исследования оптических неоднородностей активной среды, была помещена в систему поддержания постоянной температуры, состоящую из нескольких нагревательных элементов и термодатчиков. Для получения оптимальной концентрации паров цезия температура кюветы поднималась до значения  $T = 120$  °С. В исследуемой кювете был обеспечен проток лазерной среды в направлении, перпендикулярном оси распространения зондирующего луча. Накачка лазерной среды осуществлялась системой лазерных диодов, излучение которых фокусировалось в плоскости центра лазерной кюветы 7.

## Методика обработки экспериментальных результатов

### Расчет угла между интерферирующими пучками

Рассмотрим случай интерференции двух плоских волн с одинаковой интенсивностью, поляризацией и длиной волны [5, 6]. Пусть первая волна падает на плоскость экрана под углом  $\alpha_1$  к нормали, вторая волна – под углом  $\alpha_2$  (рис. 2). Комплексная амплитуда для каждой из волн будет записываться в виде

$$E(x, y, z, t) = A e^{i(\omega t - kz \cos(\alpha_i) - kx \sin(\alpha_i))}, \quad (1)$$

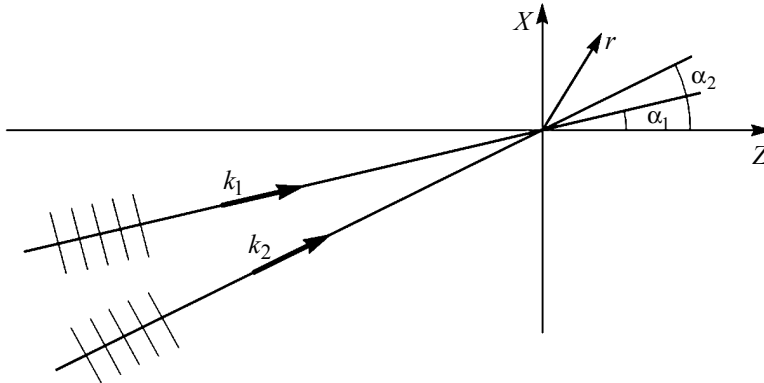


Рис. 2. Иллюстрация к расчету угла между падающими пучками

Для простоты будем считать плоскость наблюдения совпадающей с плоскостью  $z = 0$ . Тогда разность фаз двух падающих под разными углами волн составит

$$\Delta\varphi = kx(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) = \left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2). \quad (2)$$

Выражение для суммарной интенсивности волн –

$$I(x, y) = I_0 \left\{ 1 + \cos \left[ \left( \frac{2\pi x}{\lambda} \right) (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $I_0 = 2A^2$  – удвоенная интенсивность каждой из волн. В случае, если полосы на интерферограмме параллельны оси  $Oy$ , период полос определяет угол между двумя интерферирующими пучками. При этом период  $\Lambda$  выразится как

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2} \approx \frac{\lambda}{2 \sin \left( \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \right)}. \quad (4)$$

На рис. 3 изображена наблюдаемая картина полос при наложении двух плоских волн, падающих под углом.

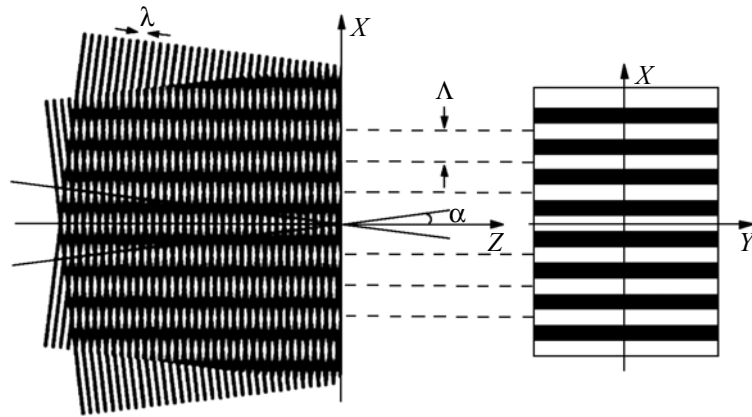


Рис. 3. Полосы на экране при наложении двух плоских волн, падающих под углом

В случае, если интерферируют два пучка, падающих под равными углами с разными знаками  $\alpha_1 = -\alpha_2 = \alpha$ , выражение приводится к виду

$$\Lambda \approx \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \approx \frac{\lambda}{2\alpha}. \quad (5)$$

### Расчет дефокусировки одного из пучков

Как было отмечено выше, при включении накачки в кювете наводится сферическая тепловая линза. На экране интерферометра в этом случае будет наблюдаться интерференционная картина наложения сферической (прошедшей через кювету) и плоской (прошедшей через другое плечо интерферометра) волн, имеющих одинаковую частоту, интенсивность и поляризацию. Интерференционная картина представляет собой набор concentрических чередующихся темных и светлых колец. Рассмотрим метод определения фокуса тепловой линзы в такой схеме [6].

Пусть на экран падает сферическая волна с радиусом кривизны  $R$  в плоскости наблюдения. Комплексная амплитуда сферической волны выражается как

$$E(r, t) = (A/R) e^{i \left[ \omega t - k \left( R^2 + r^2 \right)^{1/2} \right]} \approx (A/R) e^{i \left[ \omega t - k \left( R + r^2 / 2R \right) \right]}, \quad (6)$$

где  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ . В данном случае сферическая волна аппроксимируется параболическим приближением с тем же радиусом при вершине. В области, интересующей нас, величина  $(A/R)$  остается постоянной. Тогда разность фаз между плоской и сферической волнами

$$\Delta\varphi \approx \frac{\pi r^2}{\lambda R}, \quad (7)$$

а распределение интенсивности выразится как

$$I(r) = I_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{\pi r^2}{\lambda R} \right) \right]. \quad (8)$$

Отметим, что данное выражение относится к случаю  $r \ll R$ . Радиус  $m$ -го светлого кольца определяется из условия  $\Delta\varphi = 2\pi m$ ,

$$r_m = \sqrt{2m\lambda R}. \quad (9)$$

Тогда

$$R = \frac{r_m^2}{2m\lambda}. \quad (10)$$

Перейдем к расчету тепловой линзы. Известно, что падающая на линзу плоская волна проходит через кювету с наведенной в ней тепловой линзой, отражается от зеркала  $Z_2$ , установленного на расстоянии  $L$ , снова проходит через кювету и попадает на пластину интерферометра. Изменение волнового фронта при этом эквивалентно прохождению через две линзы, установленные на расстоянии  $2L$  (рис. 4).

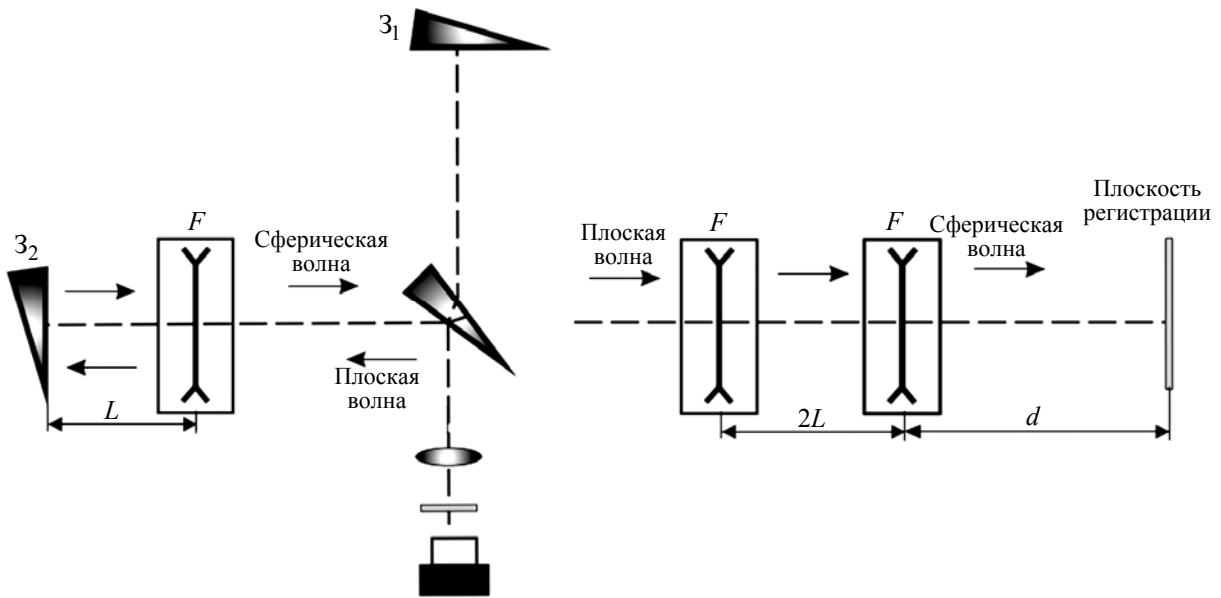


Рис. 4. Эквивалентная схема прохождения плоской волны через кювету

Можно показать, что фокусное расстояние такой системы определяется выражением

$$F_{\text{экв}} = \frac{F^2}{2F + 2L}, \quad (11)$$

где  $F$  – фокусное расстояние наведенной в кювете тепловой линзы. Радиус кривизны волнового фронта на выходе системы из двух линз  $R_{\text{экв}}$  связан с радиусом кривизны волнового фронта в плоскости регистрации  $R$  и расстоянием от линзы до плоскости регистрации интерференционной картины  $d$  выражением

$$R = R_{\text{экв}} + d, \quad (12)$$

причем  $R_{\text{экв}} \approx F_{\text{экв}}$ . Отсюда можно определить выражение для фокусного расстояния  $F$  тепловой линзы, возникающей в кювете, через радиусы и порядки интерференционных колец в плоскости регистрации,

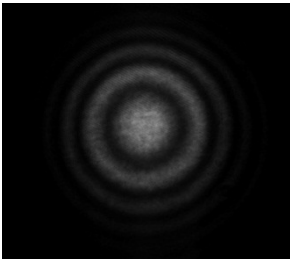
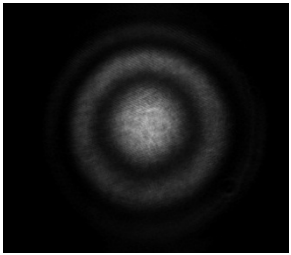
$$F = \left( \frac{r^2}{2m\lambda} - d \right) \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2L}{\frac{r^2}{2m\lambda} - d}} \right). \quad (13)$$

Помимо обработки интерференционных картин вручную использовался метод компьютерной обработки интерферограмм при помощи программы Quick Fringe. Данная программа позволяет строить структуру волнового фронта и количественно определять величину различных aberrаций волнового фронта исследуемого излучения.

Для подтверждения правильности указанных выше рассуждений для нашей экспериментальной схемы был проделан опыт по определению фокуса линзы при помощи интерферометра Майкельсона для отрицательных линз с известными радиусами кривизны,  $R_1 = 10$  м и  $R_2 = 15$  м, фокусные расстояния которых для  $\lambda = 532$  нм равны соответственно  $F = 19,2$  м и  $F = 28,9$  м. Исследуемые линзы ставились поочередно в экспериментальную схему с интерферометром на место лазерной кюветы. Результаты обрабатывались методом, используемым для обработки результатов измерений aberrаций, возникающих в кювете. Результаты проверки точности методики представлены в табл. 1.

Таблица 1

*Результаты экспериментов по определению фокусного расстояния линз с известным радиусом кривизны интерферометрическим методом*

Интерференционная картина	Радиус кривизны линзы, м	Фокусное расстояние $F$ , м (для $\lambda = 532$ нм)	Рассчитанное фокусное расстояние $F_{\text{эксп}}$ , м
	10	19,2	19,4±1,5
	15	28,9	29,2±0,9

Результаты, приведенные в табл. 1, показывают хорошее согласование результатов обработки эксперимента  $F_{\text{эксп}}$  и паспортных величин  $F$ . Из этого следует, что данный метод расчета дефокусировки волнового фронта может быть использован в данном исследовании.

## Результаты экспериментальных измерений

### Опыт № 1. Излучение зондирующего лазера проходит через холодную кювету

В первом опыте лазерная кювета в экспериментальной схеме на рис. 1 не нагревается до рабочей температуры, при этом температура активной среды и металлических стенок кюветы равна комнатной температуре,  $T \approx 24 \text{ }^\circ\text{C}$ . В общем случае при небольшой разъюстировке интерферометра Майкельсона в отсутствие дополнительных источников aberrаций на пути излучения интерференционная картина представляет собой набор чередующихся темных и светлых полос. Прямолинейность этих полос определяется качеством изготовления оптических элементов интерферометра. На рис. 5 приведена характерная интерференционная картина при вертикальной разъюстировке.

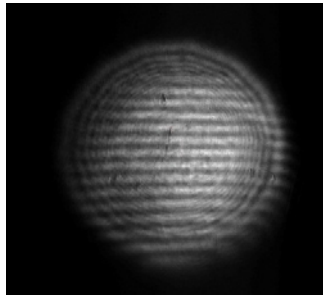


Рис. 5. Изображение интерференционной картины при вертикальной разъюстировке

Перед проведением последующих опытов разъюстировка интерферометра устранялась.

### Опыт № 2. Излучение зондирующего лазера проходит через нагретую кювету в рабочем режиме

В данном случае кювета была нагрета до рабочей температуры  $T = 120 \text{ }^\circ\text{C}$ , кроме того, в исследуемой кювете обеспечен проток лазерной среды в направлении, перпендикулярном оси распространения зондирующего луча. На рис. 6 приведена характерная интерферограмма, полученная в опыте № 2, и результат ее обработки в программе Quick Fringe.

Из табл. 2 видно, что наибольший вклад в искажение волнового фронта вносит наклон (клин), его величина составляет  $9,97\lambda$ . При этом угол, на который отклоняется пучок при однократном прохождении через нагретую кювету составляет  $\sim 8,3 \cdot 10^{-4}$  рад (соответственно, после двух проходов через кювету угол отклонения равен  $\sim 16,6 \cdot 10^{-4}$  рад). Данная величина рассчитана для длины волны излучения зондирующего лазера  $\lambda = 532 \text{ нм}$ . Для длины волны выходного излучения лазера на парах цезия  $\lambda_{\text{ц}} = 895 \text{ нм}$  угол, на который горячая кювета отклоняет пучок при однократном прохождении через нагретую кювету, составит  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  рад.

Таблица 2

Результаты расчета aberrаций в опыте № 2, полученные с помощью программы Quick Fringe

	Вид aberrации			
	Наклон	Дефокусировка	Астигматизм	Кома
Аберрация	$9,97\lambda$	$0,99\lambda$	$1,23\lambda$	$0,74\lambda$



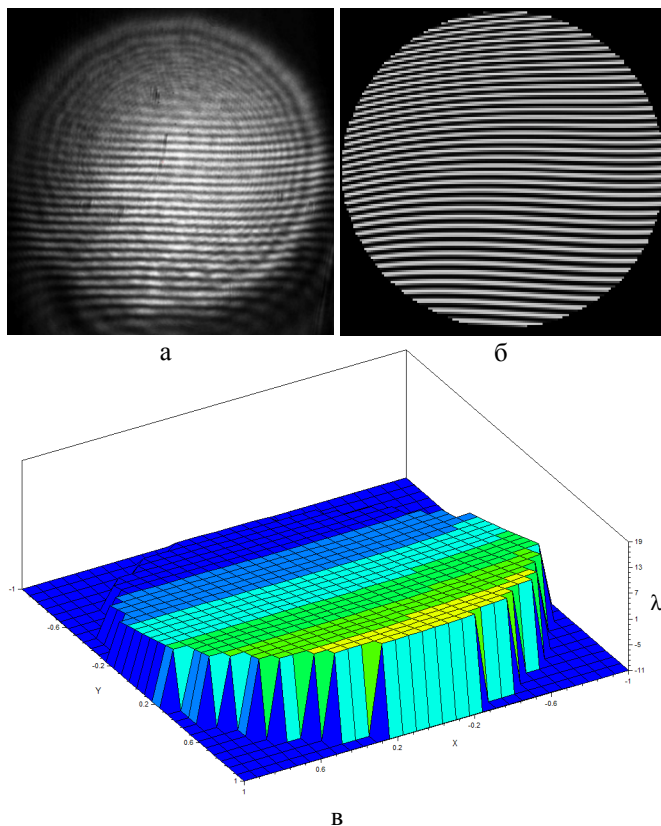


Рис. 6. Интерферограмма, полученная в опыте № 2, и результат ее обработки в программе Quick Fringe: а – изображение интерференционной картины на камере; б – результат обработки интерферограммы в программе Quick Fringe; в – изображение структуры волнового фронта, построенное при помощи программы Quick Fringe (см. цветную вкладку)

**Опыт № 3. Излучение зондирующего лазера проходит через нагретую кювету в рабочем режиме (после исправления возникающего в кювете клина вручную)**

Данный опыт следовал за предыдущим. При этом возникшее отклонение пучка, прошедшего через кювету, от первоначального направления было скомпенсировано вручную. Данная операция проводилась перед постановкой эксперимента по измерению тепловой линзы, возникающей в кювете при включении накачки. Интерферограмма, полученная в опыте № 3, и результат ее обработки в программе Quick Fringe приведены на рис. 7.

Как видно из табл. 3, после компенсации наведенного в кювете клина наклон уменьшился с  $9,97\lambda$  до  $1,58\lambda$ , дефокусировка изменила знак по сравнению с предыдущим опытом. Значения астигматизма и комы изменились незначительно.

Таблица 3

Результаты расчета aberrаций в опыте № 3, полученные с помощью программы Quick Fringe

Аберрация	Вид аберрации			
	Наклон	Дефокусировка	Астигматизм	Кома
	$1,58\lambda$	$-0,45\lambda$	$0,98\lambda$	$0,66\lambda$

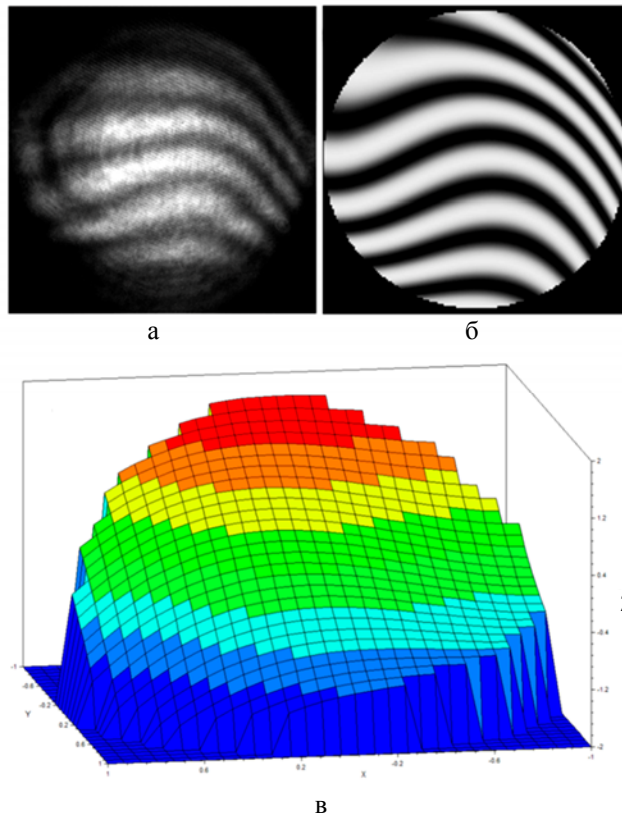


Рис. 7. Интерферограмма, полученная в опыте № 3, и результат ее обработки в программе Quick Fringe: а – изображение интерференционной картины на камере; б – результат обработки интерферограммы в программе Quick Fringe; в – изображение структуры волнового фронта, построенное при помощи программы Quick Fringe (см. цветную вкладку)

**Опыт № 4. Излучение зондирующего лазера проходит через нагретую кювету в рабочем режиме с включенной накачкой**

В данном опыте исследование aberrаций, возникающих в среде, проводилось при поддержании кюветы в рабочем режиме и включенной торцевой накачке. Интерферограмма, полученная в опыте № 4, и результат ее обработки в программе Quick Fringe изображены на рис. 8 и в табл. 4.

Таблица 4

Результаты расчета aberrаций в опыте № 4, полученные с помощью программы Quick Fringe

Аберрация	Вид aberrации			
	Наклон	Дефокусировка	Астигматизм	Кома
	0,32λ	0,32λ	0,35λ	0,3λ

Из результатов эксперимента видно, что aberrации наклона, астигматизма и комы уменьшились по сравнению с предыдущими экспериментами. Наиболее весомый вклад вносит дефокусировка, значение которой при включении накачки меняется с  $-0,45\lambda$  до  $-1,85\lambda$ . Это значение соответствует возникновению в активной области ЛПЦ тепловой линзы с фокусным расстоянием  $f = -13$  м для  $\lambda = 532$  нм. Так как дисперсия в газах пренебрежимо мала, можно сказать, что фо-

кусное расстояние тепловой линзы для рабочей длины волны ЛПЦ  $\lambda = 895$  нм также составляет  $f \approx -13$  м.

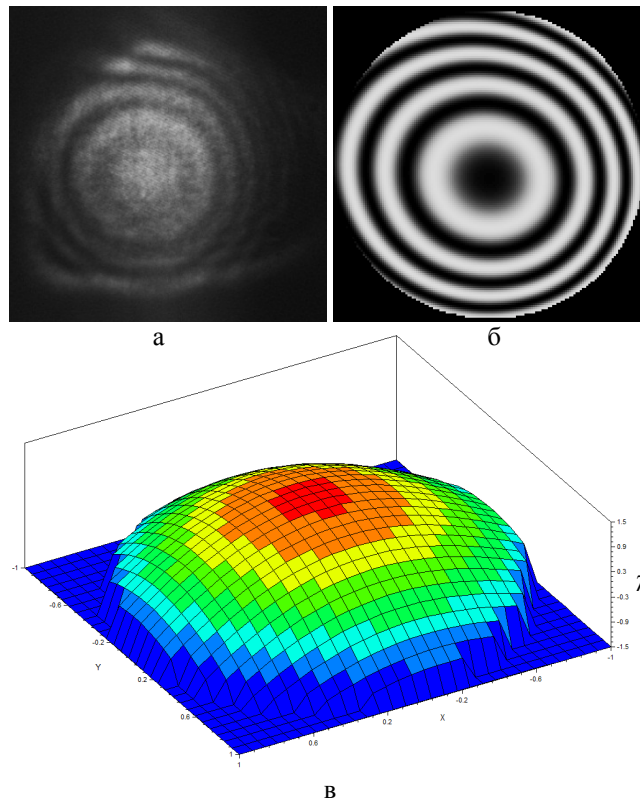


Рис. 8. Интерферограмма, полученная в опыте № 4, и результат ее обработки в программе Quick Fringe: а – изображение интерференционной картины на камере; б – результат обработки интерферограммы в программе Quick Fringe; в – изображение структуры волнового фронта, построенное при помощи программы Quick Fringe (см. цветную вкладку)

## Заключение

Проведено экспериментальное исследование оптических неоднородностей активной среды ЛПЦ при помощи интерферометра Майкельсона. Разработана методика обработки результатов и расчета наклона и дефокусировки волнового фронта по полученным интерференционным картинкам. Проведены эксперименты по исследованию оптических неоднородностей в различных режимах работы лазера на парах цезия. При исследовании холодной ( $T \approx 24$  °С) кюветы было показано, что ненагретая активная среда не вносит видимых искажений в профиль волнового фронта.

При нагреве кюветы до рабочей температуры ( $T \approx 120$  °С) и включения протока активной среды, когда кювета находится в рабочем режиме, наибольший вклад в искажение волнового фронта вносит наведенный в среде клин, его значение при однократном прохождении через кювету составило  $9,97\lambda$ , что соответствует углу отклонения  $\sim 8,3 \cdot 10^{-4}$  рад. После компенсации наведенного в кювете клина вручную значение аберрации наклона волнового фронта уменьшилось до  $1,58\lambda$ , что соответствует углу отклонения  $\sim 6 \cdot 10^{-5}$  рад.

При включении оптической диодной накачки среда в центральной области кюветы нагревается, что приводит к возникновению в активной среде наведенной тепловой линзы. При этом экспериментально измеренная аберрация дефокусировки волнового фронта составила  $-1,85\lambda$ , что соответствует линзе с фокусным расстоянием  $f = -13$  м. Эксперимент проводился при поддержании рабочих значений температуры и скорости потока в кювете.

Для улучшения диаграммы направленности ЛППЦ предлагается учитывать возникающую в среде при включении накачки отрицательную тепловую линзу с фокусным расстоянием  $f = -13$  м при расчете резонатора и оптической схемы лазера.

### Список литературы

1. Beach R. J., Krupke W. F., Kanz V. K., Payne S. A., Dubinskii M. A., Merkle L. D. End-pumped continuous-wave alkali vapor lasers: experiment, model and power scaling // J. Opt. Soc. Am. B, 21, 2151 (2004).
2. Богачев А. В., Гаранин С. Г., Дудов А. М., Ерошенко В. А., Куликов С. М., Микаелян Г. Т., Парнарин В. А., Паутов В. О., Рус А. В., Сухарев С. А. Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу // Квант. электроника, 2012, 42 (2), 95–98.
3. Zweiback J., Komashko A., Krupke W. F. Alkali vapor lasers // Proc. of SPIE 2010. Vol. 7581, 75810G.
4. Мезенов А. В., Сомс Л. Н., Степанов А. И. Термооптика твердотельных лазеров. – Ленинград: Машиностроение, 1986.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Наука, 1973.
6. Michael Bass. Handbook of optics. – USA: Optical Society of America, 1995.

## Interferometric measurements of optical inhomogeneities in an alkali vapor laser active medium

A. A. Babin, O. I. Beloshitskaya, V. A. Bogachev, S. G. Garanin, G. N. Kachalin,  
A. V. Kopalkin, S. M. Kulikov, A. S. Safronov, F. A. Starikov, S. A. Sukharev,  
V. V. Feoktistov, V. A. Shotniev

*The results of measurements of optical inhomogeneities in a cesium vapor laser active medium by means of a Michelson interferometer are presented. It is reported that «cold» active medium ( $T \approx 24$  °C) doesn't introduce noticeable distortion in the wavefront profile of the probe beam. When the cell is heated up to the operating temperature ( $T \approx 120$  °C) and the flow of the active medium is turned on, the tilt appears in the wavefront of the probe beam. The magnitude of tilt deflection angle is  $8,3 \cdot 10^{-4}$  rad. The thermal «lens» in the active medium is formed when pumping. Experimentally measured defocus aberration is  $1.85\lambda$  that corresponds to a negative lens with a focal length of 13 m.*