

# Измерение малых искажений волнового фронта с помощью трехволнового интерферометра сдвига

В.И.Соколов

*Теоретически проанализировано решение параболического уравнения для излучения, дифрагирующего на периодической гексагональной структуре. Показано, что дифракция не препятствует проведению высокоточных измерений искажений волнового фронта при использовании трехволнового интерферометра сдвига. Предложена методика измерений, основанная на регистрации искажений интерференционной картины на произвольных расстояниях от репликатора излучения, и приведены результаты численных расчетов, подтверждающих эту методику. С высокой точностью измерено оптическое качество эталонной пластины в апертуре диаметром 12 см. На примере широкоапертурного кристалла KDP показано, что использование данного метода позволяет по результатам отдельных измерений синтезировать волновой фронт в апертуре, заметно превышающей апертуру тестирующего излучения.*

**Ключевые слова:** искажения волнового фронта, репликатор излучения, трехволновый интерферометр сдвига, восстановление фазы.

## 1. Введение

Прецизионные измерения качества оптических элементов необходимы для многих приложений, связанных с созданием лазерных пучков дифракционного качества. С этой целью наряду с интерферометрическими методами используются более удобные для практического применения методы Шека – Гартмана [1, 2]. При использовании периодических структур возможны измерения с помощью эффекта Тальбо [3, 4] или предложенной сравнительно недавно методики трехволнового интерферометра сдвига [5, 6]. В последнем случае рассмотрение транспортного уравнения для интенсивности излучения [7, 8] позволило предложить алгоритм восстановления волнового фронта, использующий фурье-преобразование и дающий возможность определять производные волновых фронтов по выбранным направлениям сразу на всем сечении пучка.

Следует отметить, что при выводе формул для этих производных рассматривались смещения, на которых дифракцией можно было пренебречь. Для повышения чувствительности метода при увеличении смещения плоскости регистрации изображений было также предложено производить фильтрацию излучения в фурье-плоскости, что устраняет влияние дифракции. В развитие этой идеи было предложено в качестве репликатора волнового фронта использовать фазовую пластину гексагональной конфигурации [9]. В работе [5] была также отмечена возможность компенсации оптических искажений, вносимых самой оптической системой измерений, при регистрации распределений интенсивности с исследуемым оптическим объектом и без него в одной и той же плос-

кости, удаленной от репликатора. Именно это свойство важно для измерения качества оптических элементов.

В настоящей работе исследуется возможность использования трехволнового интерферометра сдвига для высокоточного измерения качества оптических элементов на основе теоретического анализа решения параболического уравнения для излучения, дифрагирующего на периодической гексагональной структуре.

## 2. Вывод формулы расчета поперечных градиентов волнового фронта по выбранным направлениям

Рассмотрим параболическое уравнение, описывающее распространение монохроматического пучка вдоль оси  $z$ :

$$2ik \frac{\partial A(\mathbf{r}, z)}{\partial z} + \Delta A(\mathbf{r}, z) = 0, \quad (1)$$

где  $A(\mathbf{r}, z)$  – комплексная амплитуда поля;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в поперечной к направлению распространения плоскости;  $k$  – модуль волнового вектора. Как и в работе [5], запишем выражение для амплитуды поля в плоскости гексагонального репликатора волновых фронтов ( $z = 0$ ) в виде

$$A(\mathbf{r}, 0) = \sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{r}) \exp [i\mathbf{k}_j \mathbf{r} + iW(\mathbf{r})], \quad (2)$$

где  $\mathbf{k}_j$  – волновой вектор, определяющий направление распространения реплицированного опорного излучения с волновым фронтом  $W(\mathbf{r})$ . Решение уравнения (1) найдем при граничном условии (2). Применяя двумерное фурье-преобразование к обеим частям уравнения (1) и решая полученное дифференциальное уравнение, для фурье-компонент амплитуды поля на расстоянии  $z$  от репликатора имеем следующее выражение:

ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142190 Троицк Московской области; e-mail: sokolov@triniti.ru, vicsok@rambler.ru

$$\hat{F}[A(\mathbf{r}, z)] = \hat{F}[A(\mathbf{r}, 0)] \exp\left(-\frac{i}{2k} |\mathbf{f}_r|^2 z\right), \quad (3)$$

где  $\mathbf{f}_r$  – радиус-вектор в фурье-плоскости. Из уравнения (3), применяя обратное фурье-преобразование, получим решение для поля при смещении вдоль оси  $z$  в виде свертки первоначального распределения поля с функцией  $\alpha(\mathbf{r}, z)$ :

$$A(\mathbf{r}, z) = A(\mathbf{r}, 0) * \alpha(\mathbf{r}, z), \quad (4)$$

где

$$\alpha(\mathbf{r}, z) = \hat{F}^{-1}\left[\exp\left(-\frac{i}{2k} |\mathbf{f}_r|^2 z\right)\right].$$

Подставляя в (4) выражение для исходного распределения поля (2) и учитывая линейность операции свертки, получаем следующее выражение для амплитуды поля:

$$A(\mathbf{r}, z) = \sum_{j=1}^3 \exp(i\mathbf{k}_j \mathbf{r}) \left\{ \int A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \exp[-i\mathbf{k}_j \mathbf{r}' + iW(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \times \alpha(\mathbf{r}', z) d\mathbf{r}' \right\}. \quad (5)$$

Интенсивность излучения определяется как произведение комплексно-сопряженных полей (5) и имеет вид

$$I_0(\mathbf{r}, z) = \sum_{j=1, m=1}^3 \exp[i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) \mathbf{r}] G_{jm}(\mathbf{r}, z), \quad (6)$$

где

$$G_{jm}(\mathbf{r}, z) = \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{k}_j, z) \gamma^*(\mathbf{r}, \mathbf{k}_m, z);$$

$$\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{k}_j, z) = \int A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \exp[-i\mathbf{k}_j \mathbf{r}' + iW(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \alpha(\mathbf{r}', z) d\mathbf{r}'.$$

Представим функцию  $G_{jm}(\mathbf{r}, z)$  в виде

$$G_{jm}(\mathbf{r}, z) = g_{jm}(\mathbf{r}, z) \exp[i\psi_{jm}(\mathbf{r}, z)], \quad (7)$$

где  $g_{jm}(\mathbf{r}, z) = |G_{jm}(\mathbf{r}, z)|$ . Поскольку  $G_{mj}(\mathbf{r}, z) = G_{jm}^*(\mathbf{r}, z)$ , то  $g_{mj}(\mathbf{r}, z) = g_{jm}(\mathbf{r}, z)$ , а  $\psi_{mj}(\mathbf{r}, z) = -\psi_{jm}(\mathbf{r}, z)$ . При учете (7) интенсивность излучения записывается следующим образом:

$$I_0(\mathbf{r}, z) = \sum_{j=1, m=1}^3 g_{jm}(\mathbf{r}, z) \exp\{i[(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) \mathbf{r} + \psi_{jm}(\mathbf{r}, z)]\}. \quad (8)$$

По сути дела уравнение (8) отражает тот факт, что в плоскости  $z$  распределение интенсивности излучения является наложением интерференционных картин, получаемых от реплик излучения, распространяющихся в направлении волновых векторов  $\mathbf{k}_j, \mathbf{k}_m$ , а  $\psi_{jm}(\mathbf{r}, z)$  – это разность волновых фронтов соответствующих реплик излучения.

Предположим, что формулы (6), (8) определяют распределение интенсивности излучения при отсутствии тестируемого объекта, а фазовые искажения, вносимые им, описываются функцией  $\varphi(\mathbf{r})$ . В этом случае амплитуда искажений картины распределения интенсивности пропорциональна смещению  $z$  от плоскости репликатора и определяется поперечными градиентами как распределения интенсивности, так и фазовых искажений. Действительно, разность интерференционных картин в плоскости наблюдения

$$\delta I_0(\mathbf{r}, z) = \nabla I_0(\mathbf{r}, z) d\mathbf{r},$$

а поскольку  $d\mathbf{r} = \nabla \varphi(\mathbf{r}) z$ , то

$$\delta I_0(\mathbf{r}, z) = \nabla I_0(\mathbf{r}, z) \nabla \varphi(\mathbf{r}) z. \quad (9)$$

Следует отметить, что именно на этой формуле, а также на факте периодического воспроизведения распределения интенсивности излучения, прошедшего через периодическую структуру на расстояниях от нее, кратных длине Тальбо  $L_T$ , основана тальбо-интерферометрия. Для одномерной решетки  $L_{T0} = 2d^2/\lambda$  (где  $d$  – период решетки,  $\lambda$  – длина волны излучения) [4], а для двумерной гексагональной решетки, используемой в нашем случае,  $L_T = (3/4)L_{T0}$  [10].

Таким образом, при наличии тестируемого объекта распределение интенсивности имеет вид

$$I_1(\mathbf{r}, z) = I_0(\mathbf{r}, z) + \delta I_0(\mathbf{r}, z),$$

или, при учете формул (6), (9),

$$I_1(\mathbf{r}, z) = I_0(\mathbf{r}, z) + z \nabla \varphi(\mathbf{r}) \sum_{j=1, m=1}^3 \exp[i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) \mathbf{r}] \times [i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) G_{jm}(\mathbf{r}, z) + \nabla G_{jm}(\mathbf{r}, z)]. \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что в фурье-плоскости интенсивность состоит из 7 компонент – центральной и шести боковых. Если выделить одну из боковых компонент с помощью фильтрующей функции  $T_{jm}$  (например, равной единице внутри круга с радиусом, составляющим половину расстояния между гармониками, и равной нулю на остальной плоскости) и произвести обратное фурье-преобразование, то можно определить градиент  $\partial \varphi(\mathbf{r}) / \partial \mathbf{u}_{jm}$  фазовых искажений, вносимых объектом, в направлении вектора

$$\mathbf{u}_{jm} = \frac{1}{|\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m|} (\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m).$$

Для этого выполним следующее преобразование:

$$\hat{F}^{-1}[T_{jm} \hat{F}[I_1(\mathbf{r}, z)]] = \hat{F}^{-1}[T_{jm} \hat{F}[I_0(\mathbf{r}, z)]] \Phi_{jm}(\mathbf{r}, z), \quad (11)$$

где

$$\Phi_{jm}(\mathbf{r}, z) = 1 + \left\{ \frac{\nabla g_{jm}(\mathbf{r}, z)}{g_{jm}(\mathbf{r}, z)} + i[(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) + \nabla \psi_{jm}(\mathbf{r}, z)] \right\} \nabla \varphi(\mathbf{r}) z. \quad (12)$$

При получении формулы (11) было использовано равенство

$$\hat{F}^{-1}[T_{jm} \hat{F}[I_0(\mathbf{r}, z)]] = \exp[i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) \mathbf{r}] G_{jm}(\mathbf{r}, z).$$

Мнимая часть выражения (12) содержит величину  $(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m) \nabla \varphi(\mathbf{r})$ , пропорциональную градиенту фазовых искажений  $\partial \varphi(\mathbf{r}) / \partial \mathbf{u}_{jm}$  в направлении вектора  $\mathbf{u}_{jm}$ , а также произведение градиентов  $\nabla \psi_{jm}(\mathbf{r}, z) \nabla \varphi(\mathbf{r})$ .

Условием применимости данного метода при использовании опорного излучения с волновым фронтом  $W(\mathbf{r})$  является соотношение  $|\nabla W(\mathbf{r})| < \frac{1}{2} |\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m|$ , т. е. расходи-

мость опорного излучения должна быть меньше расходимости излучения, определяемой периодом двумерной решетки. Как уже было отмечено выше, функция  $\psi_{jm}(\mathbf{r}, z)$  является разностью волновых фронтов реплик излучений, распространяющихся в направлениях  $\mathbf{k}_j$  и  $\mathbf{k}_m$ . Эти волновые фронты смещены относительно друг друга в поперечной плоскости на величину  $\sim |\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m|z/k$  (как правило, она значительно меньше апертуры пробного пучка). Отсюда следует, что  $|\nabla\psi_{jm}(\mathbf{r}, z)| \ll |\nabla W(\mathbf{r})|$ , а значит, можно пренебречь вторым членом в квадратных скобках формулы (12).

Таким образом, выражение для производной фазовых искажений по направлению вектора  $\mathbf{u}_{jm}$ , вносимых исследуемым объектом, записывается в виде

$$\frac{\partial\varphi(\mathbf{r})}{\partial\mathbf{u}_{jm}} = \frac{1}{|\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_m|z} \text{Im}[\Phi_{jm}(\mathbf{r}, z)], \quad (13)$$

где функция

$$\Phi_{jm}(\mathbf{r}, z) = \frac{\hat{F}^{-1}[T_{jm}\hat{F}[I_1(\mathbf{r}, z)]]}{\hat{F}^{-1}[T_{jm}\hat{F}[I_0(\mathbf{r}, z)]]} \quad (14)$$

определяется из отфильтрованных фурье-спектров интенсивностей излучения в смещенной плоскости при отсутствии и наличии объекта. Легко показать, что в формуле (14) интенсивность  $I_1(\mathbf{r}, z)$  можно заменить величиной  $\delta I_0(\mathbf{r}, z)$ , т. е. разностью интерференционных картин в плоскости наблюдения.

Для осесимметричного распределения интенсивности излучения опорного пучка формула (13) является абсолютно точной. Действительно, рассмотрим более детально функцию

$$G_{jm}(\mathbf{r}, z) = \iint B(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) B^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', z) \times \exp(-i\mathbf{k}_j\mathbf{r}' + i\mathbf{k}_m\mathbf{r}'') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' ,$$

где  $B(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) = A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \exp[iW(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \alpha(\mathbf{r}', z)$ . Для осесимметричного пучка  $B(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) = B(-\mathbf{r}, -\mathbf{r}', z)$  и функция  $G_{jm}(\mathbf{r}, z)$  является чисто вещественной, поскольку подынтегральное выражение становится комплексносопряженным при замене  $\mathbf{r}', \mathbf{r}''$  на  $-\mathbf{r}', -\mathbf{r}''$ . В этом случае  $\psi_{jm}(\mathbf{r}, z) = 0$  и из формул (11) и (12) следуют формулы (13), (14).

Отметим также, что проведенные выводы формул справедливы для любой другой периодической структуры, например для структуры квадратной конфигурации, характерной для четырехволнового интерферометра сдвига.

После определения производных волнового фронта по направлениям определяются производные в прямоугольной системе координат, затем через их фурье-преобразования вычисляется фурье-преобразование волнового фронта. Применяя обратное фурье-преобразование, получаем восстановленный волновой фронт. Более подробно все это изложено в работе [11].

Можно предложить также методику измерения волнового фронта излучения по разности интерференционных картин с использованием тех же формул (13), (14). Сначала регистрируются два изображения, получаемые в свете тестируемого излучения, – в плоскости репликатора и в смещенной плоскости. Затем рассчитывается интерференционная картина при распространении излучения с плоским волновым фронтом от плоскости репликатора до смещенной плоскости. Далее производится восстановление волнового фронта, при котором в качестве опорной используется расчетная интерференционная картина.

Таким образом, предлагаемая методика является модификацией тальбо-интерферометрии, поскольку информация об искажениях волнового фронта может быть получена не из деформации распределения интенсивности на длине Тальбо, а из деформации интерференционной картины в плоскости наблюдения на произвольном расстоянии от репликатора волнового фронта. Это воз-

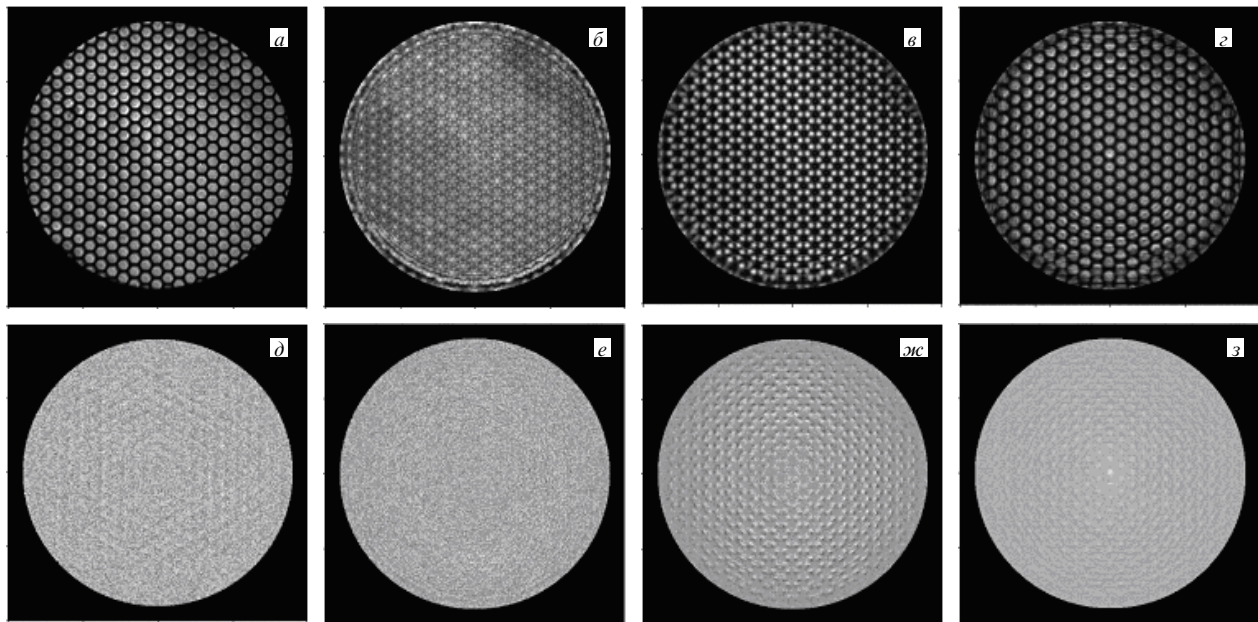


Рис. 1. Измеренное распределение интенсивности излучения в плоскости репликатора (а) и расчетные распределения интенсивности излучения на расстояниях от него 3 (б), 6 (в) и 12 см (г), а также разности интерференционных картин, рассчитанные при внесении фазовых искажений с амплитудой  $0.2\lambda$ , на расстояниях от репликатора 1 (д), 3 (е), 6 (ж) и 12 см (з) при расходимости опорного пучка, равной двум дифракционным пределам.

можно, поскольку информация о волновом фронте содержится в фурье-спектрах интенсивностей излучения, которые теоретически определяются для любых смещений.

Реально же в эксперименте или в расчетах возникает ограничение вследствие недостаточной разрешающей способности аппаратуры или расчетной сетки. Если расчетная или измеренная картина распределения интенсивности недостаточно отчетлива (недостаточно мал шаг расчетной сетки или невелико разрешение ПЗС-камеры), то фурье-преобразование будет зашумленным и восстановление волнового фронта будет производиться с ошибкой. Тем не менее для большого диапазона расстояний, не превышающих длины Тальбо, возможны прецизионные измерения искажений волнового фронта, вносимые исследуемым объектом. В качестве иллюстрации представим результаты модельных расчетов по восстановлению фазовых искажений объекта, выполненных для различных смещений от репликатора. Расчеты проводились на сетке из  $512 \times 512$  ячеек. В качестве исходного изображения репликатора в опорной плоскости было взято экспериментально измеренное распределение интенсивности. Фаза опорного излучения и фазовые искажения объекта (с амплитудой  $0.2\lambda$ ) задавались аналитически. Интенсивности излучения в смещенных плоскостях рассчитывались спектральным методом при использовании фурье-преобразований [12]. На эти распределения накладывался 5%-ный случайный шум, после чего применялся алгоритм восстановления фазовых искажений.

На рис.1,б–г представлены расчетные интерференционные картины для различных расстояний от репликатора. На рис.1,д–з приведены разности интерференционных картин для определенных расстояний от репликатора (расстояние 12 см в данном случае практически равно длине Тальбо), демонстрирующие модельные фазовые искажения и заметное изменение контрастности картин внутри длины Тальбо. На рис.2 приведены результаты восстановления волнового фронта, показывающие уменьшение среднеквадратичной погрешности восстановления фазовых искажений при более контрастных распределениях интенсивности излучения.

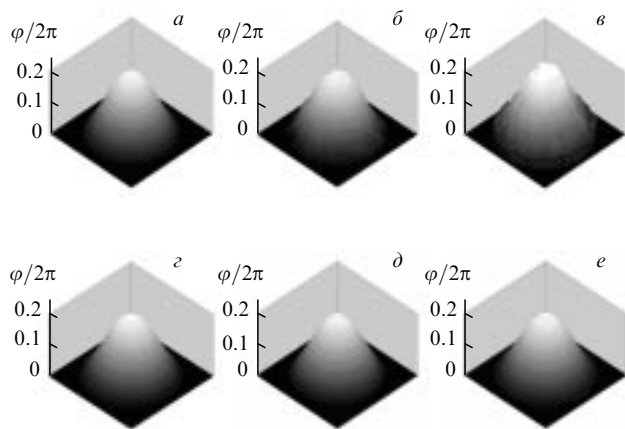


Рис.2. Заданное искажение волнового фронта (а) и его расчетная реконструкция, соответствующая представленным на рис.1 разностям интерференционных картин, при расстояниях от репликатора 1 (б), 3 (в), 6 (г), 9 (д) и 12 см (е) и среднеквадратичных отклонениях от волнового фронта, равных  $0.0072\lambda$  (б),  $0.027\lambda$  (в),  $0.005\lambda$  (г),  $0.0024\lambda$  (д) и  $0.0076\lambda$  (е).

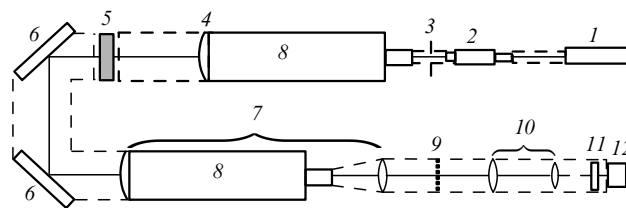


Рис.3. Оптическая схема стенда для проведения измерений качества оптических элементов:

1 – He–Ne-лазер; 2 – микроскоп; 3 – фильтрующая диафрагма  $\varnothing 200$  мкм; 4 – линза; 5 – исследуемый оптический элемент, размещаемый на трансляционном столе; 6 – поворотные зеркала; 7 – телескоп; 8 – трубы от оптической скамьи ОСК-2 без окуляров и с объективом, имеющим фокусное расстояние 1.6 м; 9 – гексагональный репликатор излучения; 10 – четырехкратный уменьшающий телескоп с фокусным расстоянием объектива 1 м; 11 – светофильтр; 12 – ПЗС-камера из комплекта LVA-PC 400. Штриховыми линиями показаны трубы, закрывавшие оптическую схему стенда.

### 3. Экспериментальный стенд и результаты измерений

Оптическая схема стенда для проведения измерений представлена на рис.3. Излучение He–Ne-лазера 1 с помощью микроскопа 2 и линзы 4 преобразуется в излучение с апертурой  $\varnothing 12$  см и расходимостью не более двух дифракционных пределов. Исследуемый оптический элемент устанавливается на трансляционном столе, позволяющем позиционировать его в плоскости, ортогональной к направлению распространения излучения. Изображение выходного торца исследуемого оптического элемента 5 с помощью зеркал 6 и семикратного уменьшающего телескопа 7 переносится на репликатор волнового фронта 9. В качестве репликатора использовалась диафрагменная гексагональная решетка с периодом 850 мкм и рабочей апертурой до 22 мм.

В свою очередь изображение репликатора, располагающееся в фокальной плоскости телескопа 10, переносится примерно с четырехкратным уменьшением на ПЗС-камеру, которая имеет возможность точного перемещения вдоль направления распространения излучения. Следует отметить, что для исключения вибраций и надежного воспроизведения результатов измерений оптическая схема размещалась на специальных оптических столах (общим весом  $\sim 7.5$  т) в зале, имеющем мощный фундамент. Для уменьшения влияния воздушной конвекции при проведении измерений вся оптическая схема закрывалась бумажными трубами. He–Ne-лазер и схема питания ПЗС-камеры включались для прогрева по крайней мере за полчаса до проведения измерений.

Для регистрации изображений использовалась система LVA PC-400 фирмы Spiricon с ПЗС-камерой СОНУ-6400, сопряженная с компьютером Пентиум-200 и позволяющая при наблюдении непрерывного излучения производить усреднение по определенному числу кадров  $N \leq 256$ . Эта функция дает возможность в  $\sqrt{N}$  раз уменьшать случайные шумы, например для теплового источника типа лампы накаливания, однако в нашем случае при использовании лазерного источника и усреднении по 256 кадрам шумы уменьшались всего в 2–3 раза. Результат отдельного измерения сохранялся в файле-матрице из  $512 \times 480$  элементов, который программно увеличивался до  $512 \times 512$  элементов для применения быстрого фурье-преобразования. Восстановление волно-

вого фронта производилось на компьютере Пентиум-III (450 МГц) с помощью алгоритма, приведенного выше. В конце алгоритма методом наименьших квадратов устранялся возможный наклон волнового фронта.

Экспериментальные измерения проводились при продольном смещении ПЗС-камеры на расстояние 56 мм (около половины длины Тальбо), на котором картина распределения изменяется весьма существенно (сравним картины распределений, представленные на рис.1, *a* и *в*). Для определения точности измерений была использована простая методика: проводилось несколько последовательных измерений изображения в смещенной плоскости при отсутствии объекта. Затем производилось восстановление волнового фронта в предположении, что любой из полученных кадров является опорным. При полном отсутствии шумов результат известен: на выходе должен быть восстановлен абсолютно плоский волновой фронт; в действительности он отличается от плоского. Однако рассчитанное по апертуре пучка среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  не превышает  $0.03\lambda$ .

В качестве иллюстрации на рис.4, *a* приведена характерная картина распределения, полученная при экспериментальном определении возможных погрешностей. На рис.4, *б* представлены результаты восстановления фазовых искажений, вносимых в пучок эталонной пластиной. Разность максимум – минимум в искажении волнового фронта составляет  $0.18\lambda$  и находится в хорошем согласии с результатом измерения на интерферометре Mark II фирмы Zygo – примерно  $0.2\lambda$ .

Использование данного метода позволяет по результатам отдельных измерений (в нашем случае девяти измерений) синтезировать волновой фронт в апертуре, заметно превышающей апертуру стенового излучения. Продемонстрируем это на примере измерений оптического качества кристалла KDP, имеющего апертуру размером  $24 \times 24$  см. В отсутствие кристалла в смещенной плоскости регистрировалось опорное изображение репликатора. Затем кристалл устанавливался на трансляционный стол и производилась последовательная регистрация изображений репликатора по схеме, представленной на рис.5, *a*. Жирными линиями нарисованы окружности  $\varnothing 12$  см, которые служат для позиционирования стенового пучка, а тонкими – круги, в которых восстанавливается волновой фронт без процедуры устранения его наклона.

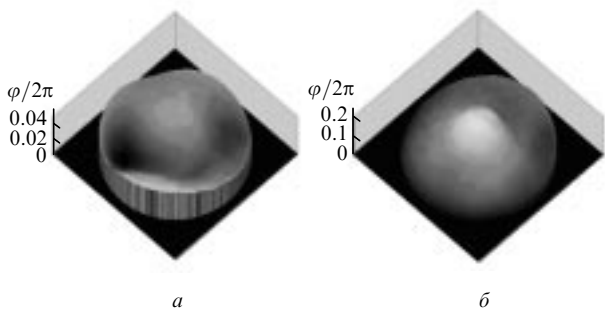


Рис.4. Характерная картина распределения, получаемая при экспериментальном определении погрешности измерений (среднеквадратичное отклонение от плоского волнового фронта составляет не более  $0.03\lambda$ ) (*a*), а также результаты измерений и восстановления оптических искажений, вносимых в пучок эталонной пластиной (*б*) (разность максимум – минимум равна  $0.18\lambda$ ).

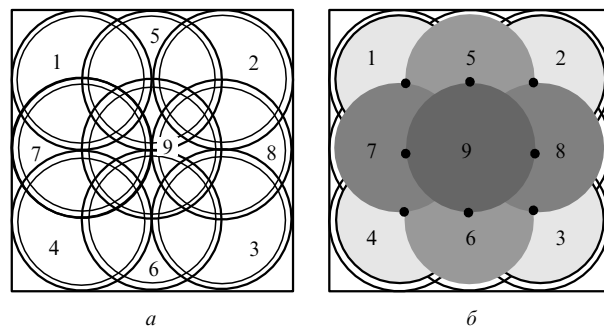


Рис.5. Изображение экрана, служащего для позиционирования стенового пучка излучения (*a*) и схема наложения волновых фронтов в синтезированной апертуре с узловыми точками (●) (*б*). Цифры показывают последовательность проведения измерений и наложения волновых фронтов при восстановлении синтезированного волнового фронта.

Затем специальной программой отдельные волновые фронты считываются и совмещаются по схеме, представленной на рис.5, *б*. Поскольку волновые фронты определяются с точностью до постоянной, то в узловых точках (рис.5, *б*) вычисляются разности волновых фронтов и из условия непрерывности фазы находятся константы для волновых фронтов, минимизирующие разрывы на границах. После этого включается процедура устранения наклона синтезированного волнового фронта как целого. Результаты подобного восстановления в апертуре размером  $20 \times 20$  см показаны на рис.6, причем в двух случаях (рис.6, *б* и *г*) кристалл был развернут на  $90^\circ$  для демонстрации присущих объекту особенностей фазовых искажений. Для облегчения сравнения волновой фронт, представленный на рис.6, *г* был программно развернут на  $90^\circ$ . Совпадение полученных волновых фронтов оказалось хорошим, их среднеквадратичное расхождение не превышает  $0.05\lambda$ .

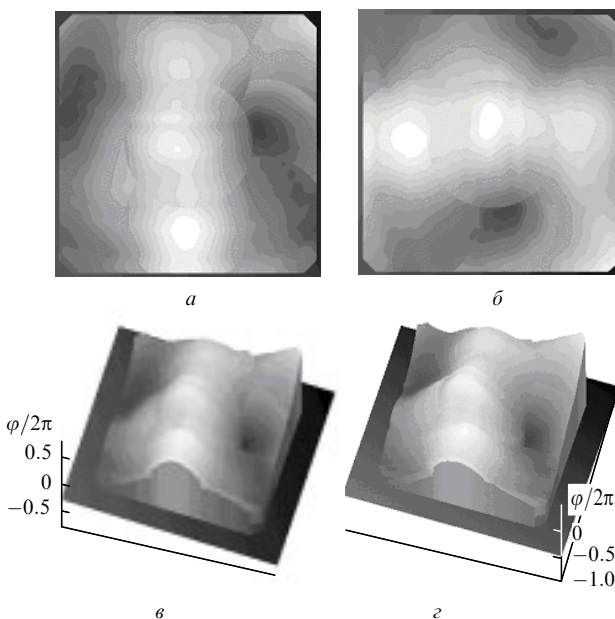


Рис.6. Результаты восстановления синтезированного волнового фронта кристалла KDP в апертуре размером  $20 \times 20$  см в контурном (*a*, *б*) и трехмерном (*в*, *г*) видах при прямом расположении кристалла (*a*, *в*) и при развороте его на  $90^\circ$  в ортогональной к направлению стенового излучения плоскости (*б*, *г*) (разность максимум – минимум равна  $1.04\lambda$ ).

#### 4. Заключение

Таким образом, прецизионное измерение искажений волнового фронта возможно с помощью трехволнового интерферометра сдвига. При этом дифракция не мешает проведению точных измерений и нет необходимости в процессе измерений проводить фильтрацию гармоник в фурье-плоскости. На основе анализа решения параболического уравнения для излучения, дифрагирующего на периодической гексагональной структуре, выведена формула для расчета градиентов волнового фронта по выбранным направлениям, аналогичная предложенной в работе [5] и справедливая при смещениях на произвольные расстояния.

По существу в предлагаемой методике используется трехволновой интерферометр для тальбо-интерферометрии при произвольных расстояниях от репликатора волнового фронта. Это возможно, поскольку информация об искажениях волнового фронта может быть получена из фурье-спектров интенсивностей излучения, которые теоретически определяются для любых смещений, что подтверждается численными расчетами.

Продемонстрирована возможность прецизионных измерений оптического качества эталонных оптических пластин в апертуре диаметром 12 см. Регистрация распределений интенсивности излучения производилась на расстояниях от репликатора, составляющих примерно

половину длины Тальбо. При этом экспериментальная среднеквадратичная погрешность не превышала  $0.03\lambda$ . Измерения оптического качества широкоапертурного кристалла KDP с апертурой размером  $24 \times 24$  см показали, что использование данного метода позволяет по результатам отдельных измерений синтезировать волновой фронт в апертуре размером  $20 \times 20$  см, заметно превышающей апертуру стенового излучения.

Автор выражает благодарность В.Г.Кузнецову за помощь при проведении экспериментов и Р.В.Смирнову за полезные обсуждения.

1. Shack R.V., Platt B.C. *J.Opt.Soc.Amer.*, **61**, 656 (1971).
2. Koch J.A., Presta R.W., Sacks R.A., Zacharias R.A., Bliss E.S. et al. *Appl.Optics*, **39**, 4540 (2000).
3. Talbot F. *Philos.Mag.*, **9**, 401 (1836).
4. Rayleigh R.J. *Phil.Mag.J.Sci.(5th ser.)*, **9**, 196 (1881).
5. Primot J. *Appl.Optics*, **32**, 6242 (1993).
6. Primot J., Sogno L. *J.Opt.Soc.Amer.*, **12**, 2679 (1995).
7. Teague M.R. *J.Opt.Soc.Amer.*, **72**, 1199 (1982).
8. Streibl N. *Optics Comm.*, **49**, 6 (1984).
9. Primot J., Sogno L., Fracasso B., Heggarty K. *Optics Engng*, **36**, 901 (1997).
10. Кандидов В.П., Кондратьев А.В., Суловицкий М.Б. *Квантовая электроника*, **25**, 712 (1998).
11. Нугуманов А.М., Смирнов Р.В., Соколов В.И. *Квантовая электроника*, **30**, 435 (2000).
12. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М., ЦНИИатоминформ, 1988).