

Лазерная рефракционная томография фазовых объектов

И.Л.Расковская

Изложены принципы лазерной рефракционной томографии – метода реконструкции значений показателя преломления в сечениях фазовых объектов, основанного на использовании трехмерных рефракционных изображений (3D-рефрактограмм) структурированного лазерного излучения. Реализован алгоритм моделирования и приведены примеры характерных 3D-рефрактограмм, полученных на основе решения прямой задачи рефракции структурированного излучения. Разработана методика восстановления значений показателя преломления в условиях сильной рефракции на основе визуализации лучевых траекторий внутри оптически неоднородной среды. Проведена классификация возможных подходов к решению обратной задачи рефракции на основе визуализации лучевых траекторий. Приведены примеры реконструкции сечений и количественной диагностики фазовых объектов.

Ключевые слова: рефракция, структурированное лазерное излучение, оптически неоднородная среда, обратные задачи геометрической оптики, лазерная томография, фазовый объект.

1. Введение

В работе [1] была представлена новая измерительная технология – лазерная рефрактография, основанная на зондировании фазового объекта (прозрачной неоднородной среды) структурированными лазерными пучками и цифровой регистрации двумерной или трехмерной рефракционной картины (рефрактограммы). Последующая компьютерная обработка рефрактограмм позволяет осуществлять количественную диагностику физических параметров среды, влияющих на значения показателя преломления.

Следуя терминологии, принятой в [2], будем считать, что структурированное лазерное излучение (СЛИ), или структурированные лазерные пучки, представляют собой пространственно-модулированное по интенсивности излучение, получаемое в основном с помощью дифракционных оптических элементов [3]. Основные типы источников излучения классифицируются по форме пространственных геометрических фигур, образованных лучами от источника: это линейно-структурированное, плоскоструктурированное, цилиндрически- или конусно-структурированное лазерное излучение (рис.1,а,в,д). Прошедшее через исследуемую среду СЛИ создает на экране 2D-рефрактограмму (рис.1,б,г,е), вид которой связан с типом пучка и пространственной структурой распределения показателя преломления, зависящего от температуры, давления, плотности, солёности и других характеристик среды. 3D-рефрактограмма представляет собой трехмерное изображение поверхности, образованной рефрагирующими в среде лучами от источника СЛИ (рис.2), и может быть визуализирована в рассеянном излучении (рис.2,а) или получена на основе совокупности экспериментальных

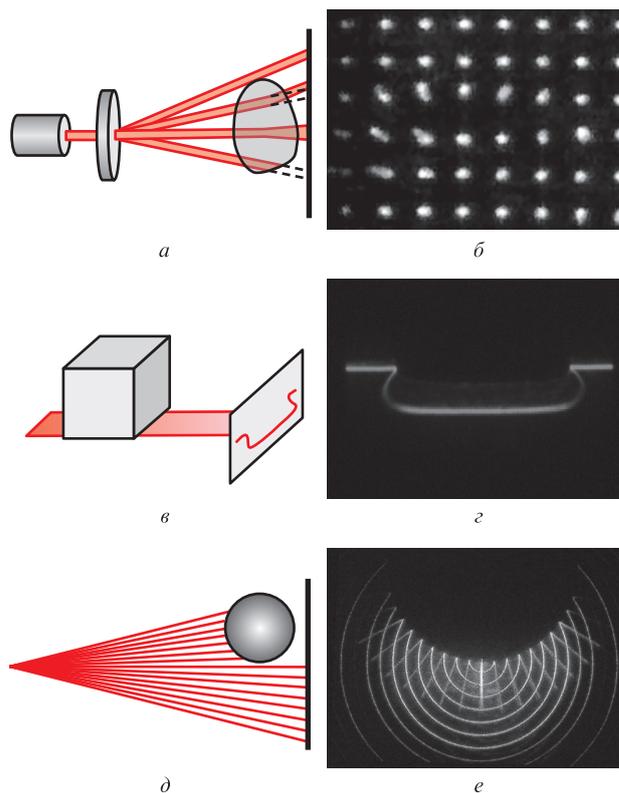


Рис.1. Основные типы структурированного лазерного излучения: линейно-структурированное (а), плоскоструктурированное (в), цилиндрически- или конусно-структурированное (д) и соответствующие двумерные рефрактограммы (б, г, е).

(рис.2,б) либо расчетных (рис.2,в) двумерных рефрактограмм в разных сечениях среды с помощью специальных методов обработки [4]. Изображения, представленные на рис.2, соответствуют рефракции наклонного плоскоструктурированного пучка, прошедшего через горизонтальный

И.Л.Расковская. Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250 Москва, ул. Красноказарменная, 14; e-mail: RaskovskaIL@mail.ru

Поступила в редакцию 4 августа 2012 г., после доработки – 21 сентября 2012 г.

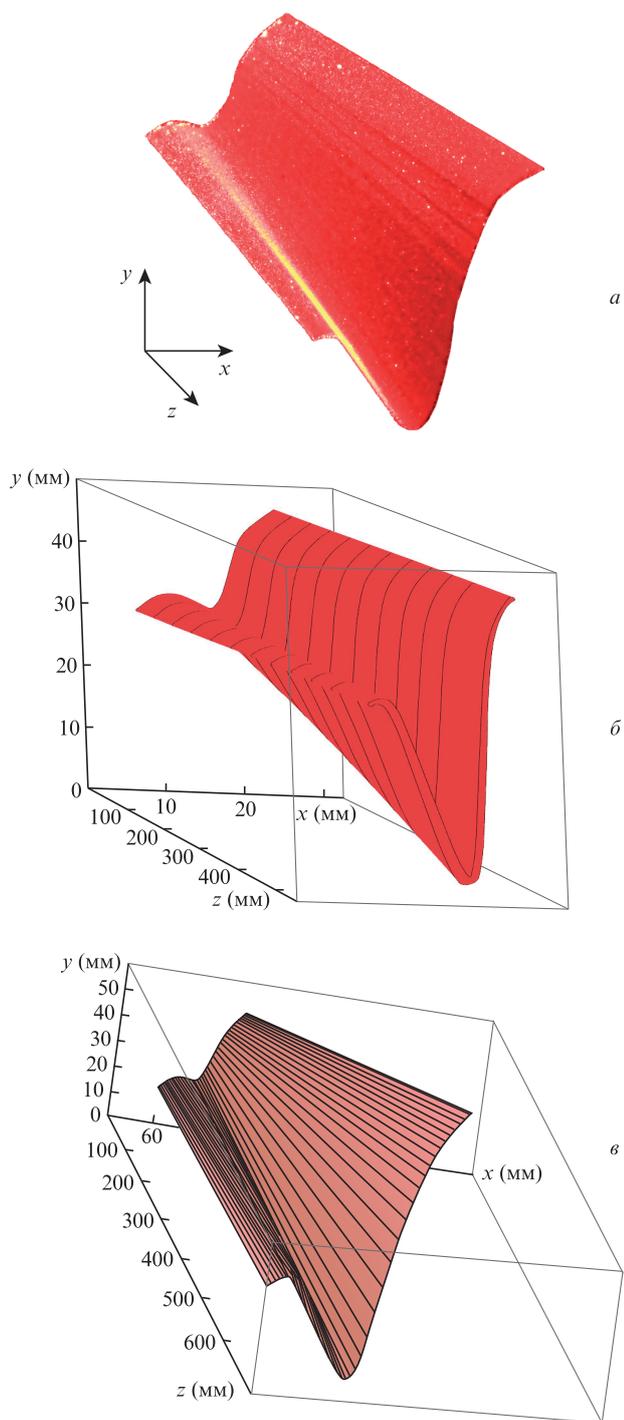


Рис.2. 3D-рефрактограммы плоского пучка на выходе из горизонтального плоского переходного слоя между двумя средами с разными показателями преломления: экспериментально визуализированная в рассеянном свете (а), восстановленная по двумерным экспериментальным рефрактограммам (б), расчетная (в).

плоский переходный слой между двумя средами с разными показателями преломления (показатели преломления верхней и нижней среды $n_1 = 1.332$ и $n_2 = 1.338$ соответственно, характерная полуширина слоя $h = 10$ мм, положение центра слоя $y_c = 30$ мм, протяженность слоя 500 мм).

На рис.3 приведена схема двухракурсной экспериментальной установки [2], позволяющей осуществлять непосредственную визуализацию трехмерных рефракционных изображений структурированных пучков или восстановление трехмерных рефрактограмм по экспериментально

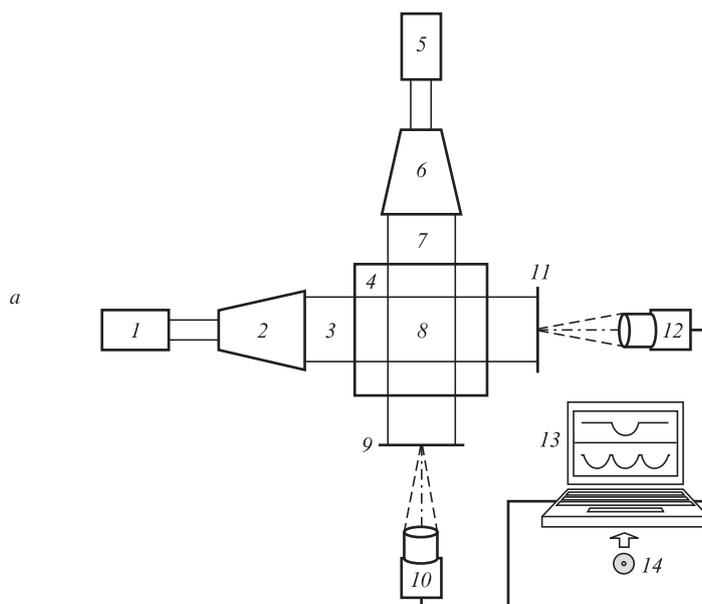


Рис.3. Схема двухракурсной рефрактографической установки: 1, 5 – лазерные модули; 2, 6 – оптические системы формирования СЛИ; 3, 7 – структурированные пучки; 4 – среда, в которой наблюдается фазовый объект; 8 – фазовый объект; 9, 11 – экраны; 10, 12 – цифровые фотокамеры; 13 – компьютер; 14 – программное обеспечение.

зарегистрированным двумерным рефрактограммам для набора сечений фазовых объектов. Использование цифровых методов регистрации и обработки рефрактограмм позволяет решать обратную задачу восстановления профиля неоднородности и проводить ее количественную диагностику одновременно с визуализацией. Объектами исследования преимущественно являются физические процессы в жидких средах, в частности температурные поля в пограничном слое жидкости, солестратифицированные жидкости и волновые процессы в них, акустические поля в объеме жидкости, процессы перемешивания и др.

Особенность лазерной диагностики указанных процессов – необходимость учета существенной рефракции зондирующего излучения. Следует заметить, что методика диагностики фазовых объектов в условиях слабой рефракции (например, в случае газовых сред) во многом схожа с классической томографией [5], когда осуществляется послойное зондирование неоднородности и зондирующее излучение не отклоняется от исходного направления распространения. В этом случае традиционно используется приближение фазового экрана, однако при наличии объемных эффектов (в достаточно протяженных неоднородностях или при существенных градиентах показателя преломления) погрешность реконструкции параметров среды на основе такой традиционной методики может составлять десятки процентов [6]. Поэтому все разрабатываемые в рамках рассматриваемой технологии алгоритмы решения обратной задачи свободны от ограничений, связанных с условиями существенной рефракции, и могут применяться при наличии объемных эффектов в среде.

В частности, в работах [2, 4, 7, 8] на основе однокурсного зондирования и решения обратной задачи рефракции для слоистых сред были восстановлены значения показателя преломления, температуры, плотности, солености и др. в пограничных слоях жидкости и в ее объеме.

В указанных выше работах использовались двумерные рефракционные изображения на выходе из среды, а априорная информация о характере исследуемых физических процессов позволяла использовать модели слоистых сред, что дало возможность применять аналитические методы при решении прямых и, в ряде случаев, обратных задач геометрической оптики.

В общем случае диагностики объемных трехмерных неоднородностей показателя преломления в условиях сильной рефракции актуальной является разработка специализированных численных алгоритмов, часть из которых представлены в данной работе. Применение указанных алгоритмов основано на регистрации лучевых траекторий в объеме неоднородности и дает возможность в области рефракции структурированных лазерных пучков реконструировать значения показателя преломления и осуществлять компьютерную визуализацию объекта, что позволяет называть данную методику лазерной рефракционной томографией.

Целью настоящей работы является анализ уже реализованных автором алгоритмов количественной диагностики, основанных на регистрации траекторий пучков зондирующего излучения на выходе из среды, и разработанных в данном исследовании алгоритмов, в которых используется регистрация траекторий пучков излучения внутри неоднородной среды. Таким образом, представленная статья содержит обзорный, так и новый материал. Результатом указанного анализа должны стать выводы о применимости обсуждаемых алгоритмов для диагностики слоистых, двумерных или трехмерных неоднородных сред, а также требования к числу ракурсов зондирования.

2. Прямая задача рефракции структурированных пучков в трехмерных неоднородностях

Основой построения алгоритмов количественной диагностики трехмерной неоднородной среды является решение соответствующей прямой задачи. В данном разделе на основе уравнений геометрической оптики разработан численный алгоритм, позволяющий моделировать 3D-рефрактограммы структурированных пучков общего вида в объеме трехмерной неоднородной среды.

Дальнейшее изложение основано на модели прозрачной среды с заданным непрерывным изменением показателя преломления

$$n = n(x, y, z). \quad (1)$$

В рамках приближения геометрической оптики используем уравнения лучей в гамильтоновой форме, следуя терминологии, принятой в работе [9]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} &= \mathbf{p}, \\ \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} &= \frac{1}{2} \nabla n^2(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь \mathbf{r} – радиус-вектор точки на траектории луча; дифференциал $d\tau$ выражается через дифференциал дуги траектории ds как

$$d\tau = \frac{ds}{n} = \frac{ds}{|\mathbf{p}|}, \quad (3)$$

\mathbf{p} – градиент эйконала Ψ (или обобщенный импульс),

$$\mathbf{p} = \nabla \Psi, \quad (4)$$

где эйконал

$$\Psi = \Psi_{\text{in}} + \int_{s_{\text{in}}}^s n ds,$$

а Ψ_{in} – значение эйконала на входе в неоднородную среду.

Система уравнений (2) в декартовых координатах имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= p_x, \quad \frac{dy}{d\tau} = p_y, \quad \frac{dz}{d\tau} = p_z, \\ \frac{dp_x}{d\tau} &= \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial x}, \quad \frac{dp_y}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial y}, \quad \frac{dp_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial z}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом (3) система (5) может быть переписана через производные по дуге ds траектории луча, а выражения для составляющих обобщенного импульса могут быть записаны через направляющие косинусы касательной к траектории луча:

$$\begin{aligned} p_x &= n \frac{dx}{ds} = n \cos \alpha, \quad p_y = n \frac{dy}{ds} = n \cos \beta, \\ p_z &= n \frac{dz}{ds} = n \cos \gamma, \quad \frac{dp_x}{ds} = \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{dp_y}{ds} = \frac{\partial n}{\partial y}, \quad \frac{dp_z}{ds} = \frac{\partial n}{\partial z}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}.$$

Следует заметить, что система (6) является избыточной, т.к. составляющие импульса, очевидно, связаны соотношением

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = n^2, \quad (7)$$

и третью составляющую импульса можно найти, если известны две другие.

Задание элементов структуры пучка $\{x_{ij}, y_{ij}\}$ на входе в неоднородную среду при $z = 0$ является по существу формулировкой начальных условий для системы уравнений (6), решение которой относительно x, y, z позволяет моделировать траектории лучей в объеме трехмерной прозрачной плавно-неоднородной среды.

Если координаты элементов структуры x_{ij} и y_{ij} независимы, то фактически моделируется зондирование всего объема неоднородной среды произвольным набором $M \times N$ узких пучков при $i = 1, \dots, M, j = 1, \dots, N$. При задании функциональной зависимости между координатами x_{ij} и y_{ij} возможно формирование пучка определенной структуры и выделение необходимых областей зондирования. Например, для формирования одного ($i = 1$) плоского наклонного пучка, рефракция которого представлена на рис.4,а, координаты элементов структуры x_{1j} и y_{1j} на входе в среду при $z = 0$ связаны между собой параметрической зависимостью

$$x_{1j} = 0.2 - 0.001j, \quad y_{1j} = 0.6 + 0.001j \quad (8)$$

при изменении целочисленного параметра j от 1 до 100. Координаты на траектории рефрагирующих лучей x_{ijk} и y_{ijk} задаются как параметрическая зависимость от координаты $z = k dz$ с шагом $dz = 0.005$ при изменении целочисленного параметра k от 0 до 150. Здесь и далее при построении графиков на рис.4,5 все линейные размеры по осям указаны в метрах.

Численный алгоритм построения лучевых траекторий кратко может быть представлен в виде следующих рекуррентных соотношений:

$$\begin{aligned} x_{ijk+1} &= x_{ijk} + dx_{ijk}, \quad y_{ijk+1} = y_{ijk} + dy_{ijk}, \\ z_{ijk+1} &= z_{ijk} + dz, \\ (p_x)_{ijk+1} &= (p_x)_{ijk} + \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{ijk} ds_{ijk}, \\ (p_y)_{ijk+1} &= (p_y)_{ijk} + \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_{ijk} ds_{ijk}, \\ (p_z)_{ijk+1} &= (p_z)_{ijk} + \left(\frac{\partial n}{\partial z}\right)_{ijk} ds_{ijk}, \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned} ds_{ijk} &= \sqrt{(dx_{ijk})^2 + (dy_{ijk})^2 + dz^2}, \\ dx_{ijk} &= \left(\frac{p_x}{p_z}\right)_{ijk} dz, \quad dy_{ijk} = \left(\frac{p_y}{p_z}\right)_{ijk} dz. \end{aligned} \tag{10}$$

В качестве начальных условий при $z = 0$ задаются x_{ij0} , y_{ij0} , $(p_x)_{ij0}$, $(p_y)_{ij0}$, $(p_z)_{ij0}$, т.е. координаты и углы входа лучей в неоднородную среду с заданными значениями показателя преломления.

На рис.4 показаны типичные трехмерные рефрактограммы плоского пучка, распространяющегося вдоль оси z в объеме неоднородностей следующего типа: 1) горизонтальный плоский переходный слой на границе двух сред, показатель преломления нижней среды больше, чем верхней [8], центру слоя соответствует значение $y = 0.05$ м, вертикальный градиент показателя преломления порядка 10^{-1} м^{-1} (рис.4,а); 2) эллипсоидальная неоднородность с гауссовской зависимостью показателя преломления по каждой из осей, центр неоднородности расположен в точке с координатами $(0.3; 0.2; 0)$, показатель преломления убывает при удалении от центра, характерное абсолютное значение его градиента составляет около 10^{-1} м^{-1} по

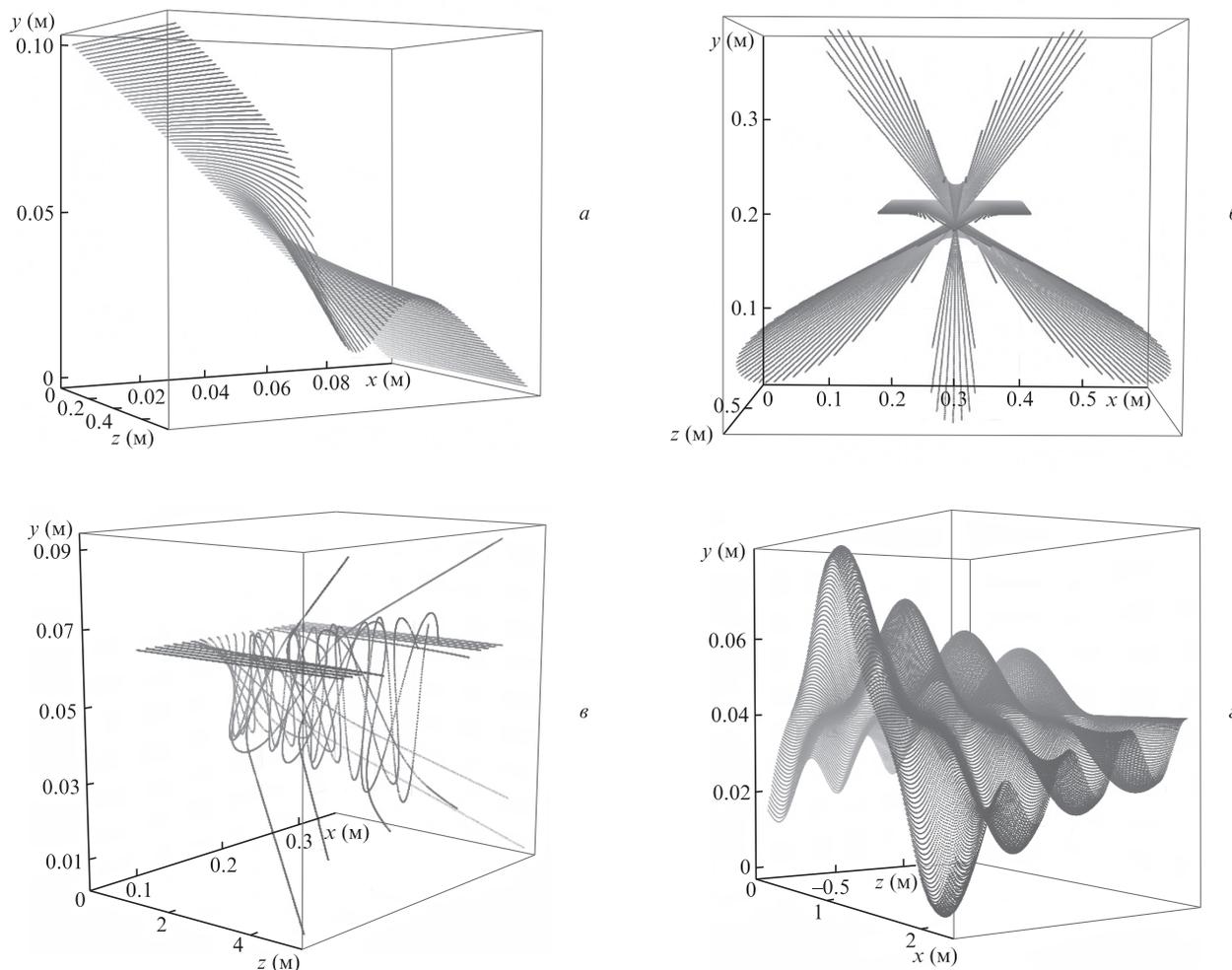


Рис.4. Расчетные рефрактограммы плоского пучка в объеме следующих трехмерных неоднородностей: горизонтальный плоский переходный слой между двумя средами с разными показателями преломления (а); эллипсоидальная неоднородность (б); радиально-неоднородный цилиндр (в); горизонтальный плоский переходный слой с продольной периодической неоднородностью (з). Рефрактограммы получены для наклонного (а) и горизонтального (б, в, з) пучков.

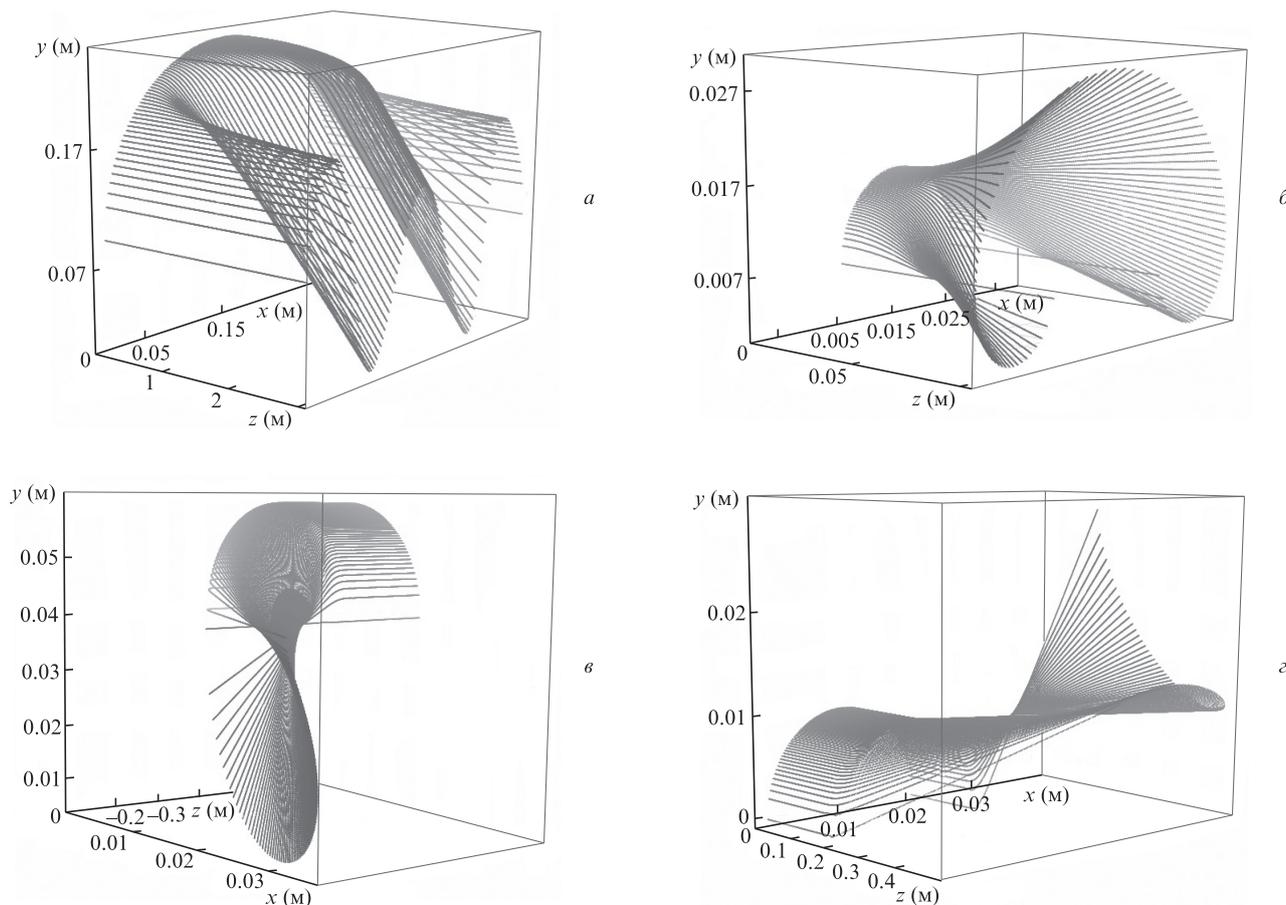


Рис.5. Расчетные рефрактограммы цилиндрического пучка в объеме следующих трехмерных неоднородностей: волновое возмущение в горизонтальном плоском переходном слое (*a*); эллипсоидальная гауссовская неоднородность с дополнительной угловой зависимостью показателя преломления в случае, когда ось пучка проходит через центр неоднородности (*b*), смещена по горизонтали относительно центра неоднородности (*v*), смещена по горизонтали и по вертикали относительно центра неоднородности (*z*).

оси z и на порядок выше по осям x и y (рис.4,*б*); 3) цилиндрическая радиальная неоднородность с гауссовской зависимостью показателя преломления и характерным размером $a = 0.02$ м, показатель преломления убывает при удалении от оси цилиндра, положение которой задается координатами $x = 0.2$ м и $y = 0.05$ м, характерное абсолютное значение градиента показателя преломления порядка 1 м^{-1} (рис.4,*в*); 4) горизонтальный плоский переходный слой на границе двух сред, аналогичный представленному на рис.4,*а*, но с дополнительной периодической (вдоль оси z) неоднородностью. В первом случае зондирование неоднородности осуществляется наклонным, а в остальных случаях – горизонтальными плоскими пучками.

Рис.5 демонстрирует типичные трехмерные расчетные рефрактограммы цилиндрического пучка, распространяющегося вдоль оси z в объеме неоднородностей следующего типа: 1) волновое возмущение в переходном слое между двумя средами с разными показателями преломления (см., напр., рис.6–8). В данном случае пучок одновременно пересекает невозмущенную область слоя (центру слоя соответствует $y = 0.25$ м, вертикальный градиент показателя преломления направлен вниз и равен 10^{-1} м^{-1}) и область, соответствующую фронту волнового возмущения (см. рис.8). Положение оси пучка задается координатами $x = 0.15$ м и $y = 0.07$ м (рис.5,*а*); 2) эллипсоидальная неоднородность с гауссовской зависимостью показателя преломления по каждой из осей, центр неоднородности рас-

положен в точке с координатами $(0.015; 0; 0)$. Показатель преломления возрастает при удалении от центра, характерное абсолютное значение его градиента составляет $2 \times 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ по оси z и 1 м^{-1} по осям x и y , кроме этого имеется дополнительная угловая зависимость показателя преломления в плоскости xu . Ось пучка совпадает с осью неоднородности (рис.5,*б*); 3) неоднородность, аналогичная представленной на рис.5,*б*, но показатель преломления возрастает при удалении от центра и ось пучка смещена по горизонтали относительно центра неоднородности (рис.5,*в*); 4) ситуация, аналогичная рис.5,*в*, но ось пучка смещена и по горизонтали, и по вертикали относительно центра неоднородности.

3. Возможные подходы к решению обратной задачи на основе визуализации лучевых траекторий

Практический интерес представляет решение обратной задачи восстановления показателя преломления по известным лучевым траекториям в объеме и на выходе из среды. Обратные задачи в общем виде могут быть сформулированы для любого уравнения геометрической оптики [9]: в радиофизических приложениях традиционно используются уравнения эйконала и переноса, что позволяет применять алгоритмы реконструкции неоднородной

среды соответственно по фазовой и амплитудной [10, 11] характеристике прошедшего поля; в оптике благодаря визуализации зондирующего излучения становится возможным реализовать решение обратной задачи, основанное на использовании уравнений для лучевых траекторий. В общем случае, как указано в [12], для однозначного восстановления значений коэффициента преломления среды требуется знание лучевых траекторий во всем ее объеме, однако при наличии априорной информации о характере неоднородности среды возможны различные подходы к ее диагностике.

3.1. Визуализация траекторий лучей только на выходе из среды

3.1.1. Одноракурсное зондирование однопараметрическим пучком

В работах [2, 4, 7, 8] показано, что в одномерных (слоистых) средах для однозначного восстановления значений показателя преломления достаточно использовать пучки с однопараметрической структурой (см., напр., (8)) и лучевые траектории или двумерные рефрактограммы визуализировать только на выходе из среды.

3.1.2. Одноракурсное зондирование двухпараметрическим пучком $\{x_{ij}, y_{ij}\}$

В случае двумерной среды при выборе ракурса зондирования таким образом, что отсутствует продольный градиент показателя преломления, для однозначного восстановления значений показателя преломления в объеме среды, как следует из работы [13], требуется многократное одноракурсное зондирование двухпараметрическим набором узких пучков и визуализация траекторий только на выходе из среды.

Указанными алгоритмами при одноракурсном зондировании ограничиваются возможности решения обратных задач в случае визуализации излучения только на выходе среды. Для расширения возможностей лазерной рефракционной томографии в настоящей работе предложены методы диагностики на основе визуализации траекторий лучей в объеме среды.

3.2. Обязательная визуализация траекторий лучей в объеме среды

3.2.1. Одноракурсное зондирование двухпараметрическим пучком $\{x_{ij}, y_{ij}\}$

Для однозначного восстановления значений показателя преломления в объеме двумерной среды специального вида ($\partial n/\partial z = 0$) возможно однократное одноракурсное зондирование двухпараметрическим набором узких пучков при условии визуализации траекторий в объеме среды.

Реконструкция показателя преломления на лучевых траекториях может быть выполнена на основе следующей методики.

Пусть заданы лучевые траектории во всем объеме исследуемой двумерно-неоднородной среды, т.е. известны координаты x_{ijk} , y_{ijk} , z_{ijk} , а также направляющие косинусы касательной в любой точке траектории $\cos\alpha_{ijk}$, $\cos\beta_{ijk}$ и $\cos\gamma_{ijk}$. Зондирование осуществляется в направлении оси z , в котором градиент показателя преломления равен нулю, поэтому в соответствии с (6) z -составляющая обобщенного импульса $(p_z)_{ijk}$ есть величина постоянная и определяется своим начальным значением: $(p_z)_{ijk} = (p_z)_{ij0} = n_0$, где

n_0 – значение показателя преломления на входе в среду, которое будем считать известным. В этом случае в любой точке траектории заданного луча (см. уравнения (9) и (10)) могут быть найдены значения составляющих обобщенного импульса, например,

$$(p_x)_{ijk} = (p_z)_{ijk} \left(\frac{dx_{ijk}}{dz} \right) = n_0 \left(\frac{dx_{ijk}}{dz} \right). \quad (11)$$

Показатель преломления в данной точке траектории определится как

$$n_{ijk} = \left(\frac{(p_x)_{ijk}}{\cos\alpha_{ijk}} \right) = n_0 \left(\frac{dx_{ijk}}{dz \cos\alpha_{ijk}} \right) = \frac{n_0}{\cos\gamma_{ijk}}. \quad (12)$$

3.2.2. Двухракурсное зондирование однопараметрическими пучками $\{x_{ij}, y_{ij}\}$

В частном случае выбора ракурса зондирования двумерной среды таким образом, что отсутствует поперечный (перпендикулярный плоскости траектории луча) градиент показателя преломления ($\partial n/\partial z = 0$), в работе [12] получено общее аналитическое решение обратной задачи рефракции при известных лучевых траекториях, соответствующих только одному ракурсу. Как указано в [12], при выборе такого специального ракурса зондирования, когда траектория луча является плоской кривой, возникает неоднозначность решения обратной задачи, приводящая к необходимости введения понятия «подобных» сред.

Для устранения указанной неоднозначности требуется осуществление двухракурсного зондирования однопараметрическими плоскими пучками и обязательная визуализация траекторий в объеме среды. Данное утверждение иллюстрируется вытекающей из (6) системой уравнений для рекуррентного определения составляющих градиента $\partial n/\partial x$, $\partial n/\partial y$ и полных дифференциалов показателя преломления dn_1 , dn_2 на траекториях, соответствующих двум ракурсам зондирования α_1 , α_2 (начальное значение n считается известным):

$$\frac{\partial n}{\partial x} = dn_1 \cos\alpha_1 + n(d \cos\alpha_1), \quad \frac{\partial n}{\partial y} = dn_1 \cos\beta_1 + n(d \cos\beta_1), \quad (13)$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = dn_2 \cos\alpha_2 + n(d \cos\alpha_2), \quad \frac{\partial n}{\partial y} = dn_2 \cos\beta_2 + n(d \cos\beta_2),$$

где

$$\cos\beta_{1,2} = \sqrt{1 - \cos^2\alpha_{1,2}}.$$

3.2.3. Трехракурсное зондирование двухпараметрическими пучками $\{x_{ij}, y_{ij}\}$

В общем случае произвольной трехмерной плавно-неоднородной среды требуется трехракурсное зондирование двухпараметрическим набором узких пучков и обязательная визуализация траекторий в объеме среды. Данное утверждение иллюстрируется следующей системой уравнений, аналогичной (13), для рекуррентного определения составляющих градиента $\partial n/\partial x$, $\partial n/\partial y$, $\partial n/\partial z$ и полных дифференциалов показателя преломления dn_1 , dn_2 , dn_3 на траекториях, соответствующих трем заданным ракурсам зондирования α_1 , β_1 ; α_2 , β_2 ; α_3 , β_3 (начальное значение n считается известным):

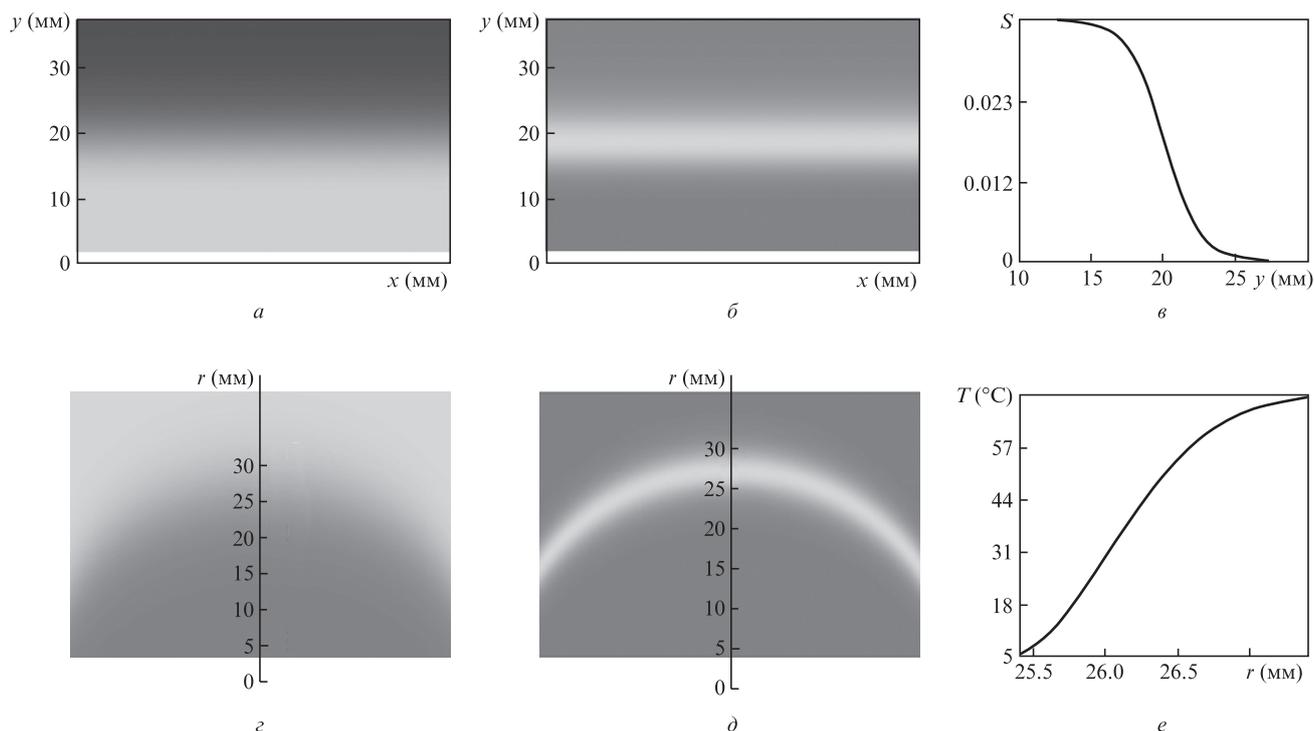


Рис.6. Результаты компьютерной визуализации сечений слоистых фазовых неоднородностей реконструированных на основе экспериментального одноканального зондирования однопараметрическим (плоским) пучком: солестратифицированная среда пикноклинического типа, т.е. среда, в которой имеется переходный слой с высоким градиентом солености (а); компьютерная визуализация градиента показателя преломления в переходном слое солестратифицированной среды (б); количественная диагностика солености S (доля массового содержания соли в воде) в переходном слое солестратифицированной среды (в); температурное поле вблизи охлажденного металлического шара в жидкости (г); компьютерная визуализация градиента в пограничном слое вблизи шара (д); количественная диагностика температурного поля в пограничном слое вблизи охлажденного металлического шара в горячей воде (е).

$$\frac{\partial n}{\partial x} = dn_1 \cos \alpha_1 + n(d \cos \alpha_1), \quad \frac{\partial n}{\partial y} = dn_1 \cos \beta_1 + n(d \cos \beta_1),$$

$$\frac{\partial n}{\partial y} = dn_2 \cos \beta_2 + n(d \cos \beta_2), \quad \frac{\partial n}{\partial z} = dn_2 \cos \gamma_2 + n(d \cos \gamma_2), \quad (14)$$

$$\frac{\partial n}{\partial z} = dn_3 \cos \gamma_3 + n(d \cos \gamma_3), \quad \frac{\partial n}{\partial x} = dn_3 \cos \alpha_3 + n(d \cos \alpha_3),$$

где

$$\cos \gamma_{1,2,3} = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha_{1,2,3} - \cos^2 \beta_{1,2,3}}.$$

В результате решения обратной задачи рефракции восстанавливаются значения коэффициента преломления и его градиента, и осуществляется компьютерная визуализация сечений оптической неоднородности среды, т.е. фазовых объектов.

4. Результаты реконструкции сечений фазовых объектов и диагностика физических параметров среды

На основе предложенных подходов к решению обратной задачи рефракции была осуществлена программная реализация алгоритмов реконструкции показателя преломления, соответствующих одноканальному зондированию (см. разд.3.1.1, 3.1.2 и 3.2.1).

В случае одномерных фазовых объектов (рис.6), соответствующих плоскослоистой и сферически-слоистой не-

однородностям, проведено экспериментальное зондирование плоским лазерным пучком в соответствии с условиями экспериментов, описанных в [2, 8]. На основе экспериментально зарегистрированных на выходе из среды двумерных рефрактограмм с помощью методики, изложенной в [8], были восстановлены трехмерные рефрактограммы, т.е. по существу траектории лучей. Количественная диагностика соответственно для плоско- и сферически-слоистых сред проводилась на основе алгоритмов, описанных в [4, 8] и [2, 7]. В результате были восстановлены профили солености в диффузионном (переходном) слое стратифицированной жидкости (рис.6,в) и температурного поля в пограничном слое у охлажденного металлического шара в горячей воде (рис.6,е).

На рис.7. приведены результаты компьютерной визуализации градиента температурного поля вблизи нагретой призмы в воде, реконструированного на основе одноканального зондирования двухпараметрическим набором тонких пучков (см. разд.3.1.2). Выполнено численное моделирование эксперимента в соответствии с условиями его проведения, изложенными в [2]. В результате получены численные модели траекторий лучей на выходе из температурного пограничного слоя вблизи призмы. На основе рекуррентного алгоритма [13], использующего в качестве исходных данных углы и координаты выхода лучей из неоднородности, восстановлены показатель преломления и соответствующее температурное поле вблизи призмы. Относительная погрешность восстановления показателя преломления при моделировании не превышает 10^{-6} .

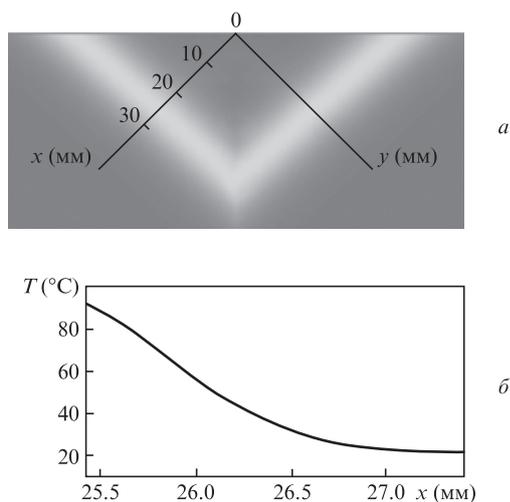


Рис.7. Результаты компьютерной визуализации градиента температурного поля вблизи нагретой призмы в воде, реконструированного на основе одноракурсного зондирования двухпараметрическим набором тонких пучков (моделирование эксперимента) (а), и температурное поле в пограничном слое (б).

На рис.8. представлены результаты компьютерной визуализации градиента показателя преломления, соответствующего ситуации, когда в переходном слое солестратифицированной среды распространяется внутренняя волна. Методика реконструкции показателя преломления также основана на одноракурсном зондировании двухпараметрическим набором тонких пучков (см. разд.3.1.2). Численное моделирование эксперимента соответствует усло-

виям, описанным в работе [14], скорость распространения волнового возмущения вдоль горизонтальной оси при моделировании принята равной 0.124 м/с (на рисунке реконструированы три положения внутренней волны в разные моменты времени).

На рис.9 представлены результаты компьютерной визуализации сечений цилиндра с радиальной гауссовской неоднородностью показателя преломления и дополнительной угловой неоднородностью $\Delta n(x, y)$, моделируемой соотношением

$$\Delta n(x, y) \approx \cos(\arctan(kx/y)) \tag{15}$$

при изменении параметра k . Изображения на рис.9 получены при k , равном 1.5, 1 и 0.7, на основе численного эксперимента, соответствующего одноракурсному зондированию двухпараметрическим набором тонких пучков при условии визуализации траекторий лучей внутри среды (см. разд.3.2.1). Проведено численное моделирование траекторий лучей в трехмерной неоднородности по методике, изложенной в настоящей работе. На основе результатов моделирования восстановлены значения показателя преломления с погрешностью, не превышающей 10^{-6} . Следует отметить, что при использовании методики в соответствии с разд.3.2.1 требуется знание показателя преломления на входе в фазовый объект, что ограничивает практическое применение такого подхода. Поэтому в экспериментальных исследованиях двумерных фазовых объектов более предпочтительным является рекуррентный алгоритм, отвечающий разд.3.1.2, хотя и более трудоемкий

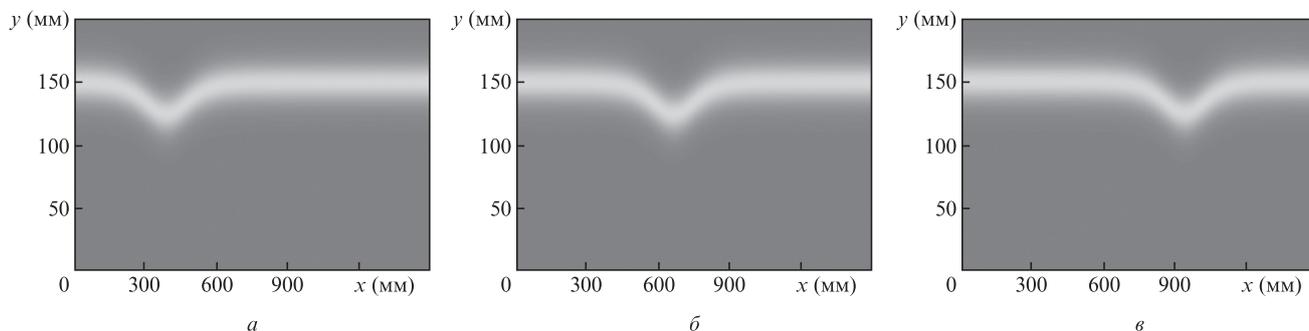


Рис.8. Результаты компьютерной визуализации градиента показателя преломления в солестратифицированной среде, соответствующего локализации внутренней волны в моменты времени $t = 0$ (а), 2.5 (б) и 5 с (в). Реконструкция выполнена на основе одноракурсного зондирования двухпараметрическим набором тонких пучков (моделирование эксперимента).

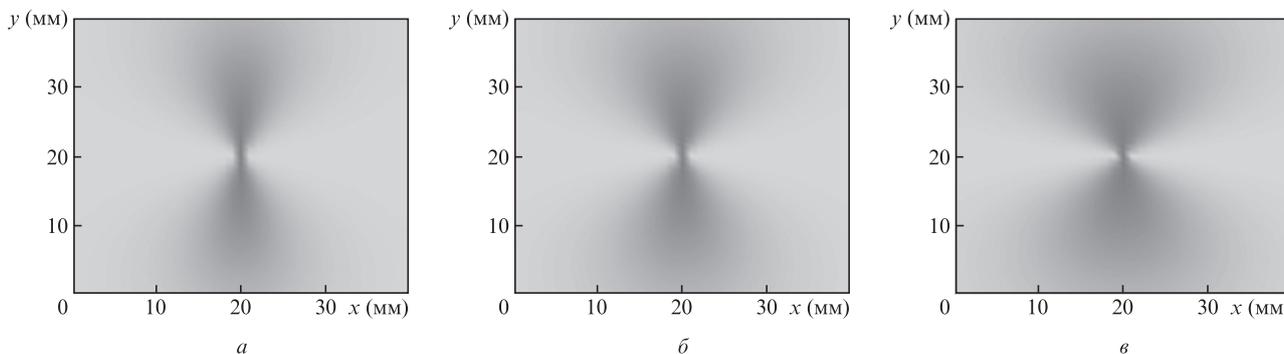


Рис.9. Результаты компьютерной визуализации сечений цилиндра при наличии одновременно радиальной гауссовской и угловой неоднородностей показателя преломления. Реконструкция выполнена на основе одноракурсного зондирования двухпараметрическим набором тонких пучков при визуализации траекторий пучков внутри среды (моделирование эксперимента) для параметров угловой неоднородности $k = 1.5$ (а), 1.0 (б) и 0.7 (в).

(требует многократного зондирования или сканирования), но позволяющий последовательно восстановить значения показателя преломления во всей исследуемой области.

5. Заключение

Таким образом, как следует из представленных в настоящей работе результатов, на основе трехмерных рефракционных изображений, полученных в рамках измерительной технологии – лазерной рефрактографии, может быть осуществлена количественная диагностика и компьютерная визуализация фазовых объектов, соответствующих оптическим неоднородностям среды. Описанные алгоритмы реконструкции значений показателя преломления в сечениях фазовых объектов составляют основу метода лазерной рефракционной томографии, специализированного для условий сильной рефракции, когда зондирующее излучение существенно отклоняется от исходного направления, что характерно для протяженных сред с выраженными градиентами показателя преломления.

На основе рассмотренных ранее способов одноракурсного зондирования с регистрацией траекторий пучков излучения на выходе из среды можно сделать вывод, что в этих случаях возможна диагностика только слоистых и двумерных сред специального вида. Для двумерных и трехмерных сред общего вида требуется применение разработанных в данной статье алгоритмов с регистрацией траекторий пучков излучения внутри среды и соответственно два или три ракурса зондирования.

Погрешность реализованных на практике алгоритмов на основе одноракурсного зондирования не превышает 5%–7% и определяется в основном погрешностью измерения угла отклонения оптического пучка от направления зондирования.

Описанные алгоритмы могут быть практически реализованы при использовании структурированных или тон-

ких сканирующих пучков. Для слоистых сред практическая реализация метода одноракурсной рефракционной томографии фазовых объектов осуществлена в рамках развития измерительной технологии «лазерная рефрактография» при диагностике физических процессов в жидкости [2, 4, 7, 8]. Направлением дальнейших исследований является программная и экспериментальная реализация разработанных в настоящей работе алгоритмов реконструкции показателя преломления при двух- и трехкурсном зондировании на основе визуализации траекторий в объеме среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-08-00936а) и Минобрнауки РФ (госконтракт № 14.740.11.0594).

1. Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 1176 (2007).
2. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. *Лазерная рефрактография* (М.: Физматлит, 2008).
3. *Дифракционная компьютерная оптика*. Под ред. В.А.Сойфера (М.: Физматлит, 2007).
4. Есин М.В. и др. *Радиотехника и электроника*, **57**, 485 (2012).
5. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. *Оптическая томография* (М.: Радио и связь, 1989).
6. Зимин В.Д., Фрик П.Г. *ЖТФ*, **46**, 408 (1976).
7. Расковская И.Л. *Радиотехника и электроника*, **54**, 1524 (2009).
8. Расковская И.Л., Сергеев Д.А., Ширинская Е.С. *Измерительная техника*, № 11, 36 (2010).
9. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980).
10. Венецкий А.С., Калошин В.А. *Журнал радиоэлектроники*, №9 (2005); <http://jre.cplire.ru/jre/sep05/3/text.html>.
11. Попов А.Ю. Автореф. канд. дисс. (М., МГУ, 1999).
12. Микаэлян А.Л. *Оптические методы в информатике* (М.: Наука, 1990).
13. Расковская И.Л. *Радиотехника и электроника*, **58**, 38 (2013).
14. Расковская И.Л. и др. *Труды 11-й Международ. научн.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков»* (М.: МЭИ (ТУ), 2011, CD-R, доклад №3 – ISBN 978-5-9902974-1-8 – № гос. регистрации 0321101669).