

Волновая модель рефракции лазерных пучков с дискретным изменением интенсивности по поперечному сечению и их применение для диагностики протяженных нестационарных фазовых объектов

И.Л.Расковская

Для описания рефракции лазерных пучков, формируемых на основе дифракционных оптических элементов, предложена модель пучка с дискретным изменением интенсивности по сечению. При расчете волнового поля пучков данного класса в условиях сильной рефракции в отличие от традиционной геометрической оптики, предполагающей переход к бесконечным пределам интегрирования и получение аналитического решения, предлагается вычислять интеграл в окрестности стационарных точек. Такой подход позволяет разработать быстродействующий алгоритм для корректного расчета волнового поля лазерных пучков, применяемых для зондирования и диагностики оптически неоднородных сред. Приведены примеры применения разработанного алгоритма для диагностики протяженных нестационарных фазовых объектов в жидкости.

Ключевые слова: лазерный пучок, оптически неоднородная среда, рефракция, волновое поле, лазерная диагностика, физические процессы в жидкости.

1. Введение

В связи с применением в лазерной технике дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [1], обладающих широкими возможностями преобразования лазерного излучения, актуальным является исследование особенностей волнового поля формируемых ДОЭ пучков в разных условиях их распространения. Кроме того, практический интерес представляет использование указанных пучков в качестве зондирующих при реконструкции пространственных и временных характеристик физических процессов в среде, приводящих к ее оптической неоднородности [2]. Традиционно при диагностике протяженных нестационарных фазовых объектов применяется быстрое угловое сканирование лазерных пучков, однако, как указано в [3], такое сканирование является одной из наиболее сложных проблем управления характеристиками лазерного излучения. Альтернативой является использование широких пучков для обеспечения возможности зондирования всей интересующей нас области среды. В этом случае размер W поперечного сечения зондирующего пучка должен быть больше характерного поперечного размера a градиентной динамической неоднородности или примерно равен ему.

На рис.1,а неоднородный слой в стратифицированной по плотности жидкости зондируется широким расфокусированным лазерным пучком [4], причем имеет место существенная рефракция, приводящая к образованию каустики и областей многолучевости [5]. В этом случае количественная диагностика неоднородности затруднена

из-за сложного характера рефракционной картины. Применение в данной ситуации формируемых ДОЭ пучков, которые в сечении визуализируются как матрица точек, набор параллельных отрезков, вложенных колец и др. [6], позволяет в качестве информативного параметра использовать смещение элементов структуры пучка (рис.1,б). Это дает возможность восстановления значений показателя преломления неоднородности с помощью методов решения обратной задачи рефракции [7, 8]. В [7] описаны методы реконструкции фазовых объектов, основанные на лучевом представлении распространения зондирующего излучения и на регистрации смещения элементов пучка.

Однако в условиях сильной рефракции, когда имеет место существенное «расплывание» элементов пучка и формируются каустики, не всегда ясно, что понимать под смещением элемента, поэтому при решении задачи диагностики параметров среды приходится использовать дополнительную информацию об интенсивности поля, рассчитываемой на основе волновых методов.

Проблема, которая сразу же возникает при расчетах волнового поля, заключается в том, что непосредствен-

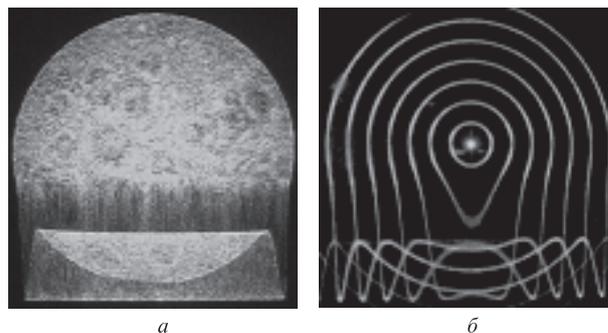


Рис.1. Экспериментальные рефракционные изображения сечений пучков с непрерывным (а) и дискретным (б) изменением интенсивности.

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

Поступила в редакцию 27 июня 2014 г., после доработки – 12 февраля 2015 г.

ное использование параболического уравнения или интеграла Кирхгофа при достаточно большой площади сечения зондирующего пучка и сильной рефракции требует весьма значительных вычислительных ресурсов, особенно в области геометрической оптики, т. к. приходится интегрировать быстро осциллирующие функции. Заметим, что расчет интенсивности на основе традиционной геометрооптической асимптотики при переходе к бесконечным пределам интегрирования невозможен в области каустик.

В связи с вышесказанным в настоящей работе представлен «быстрый» алгоритм расчета рефракционных полей, корректный в области каустик и позволяющий проводить диагностику сильно неоднородных сред в режиме реального времени.

Для описания волнового поля излучения, формируемого ДОО, целесообразно использовать модель пучка с дискретным изменением интенсивности I по сечению, например кольцевого пучка (рис. 1, б):

$$I(r) = \sum_{j=0}^J I_j \exp\left[-\frac{(r - j\Delta W)^2}{w_j^2}\right],$$

где r – расстояние от центра пучка; $j = 0, \dots, J$ – номер элемента структуры пучка, в данном случае номер кольца; w_j и I_j – характерный размер (ширина) и интенсивность кольца с номером j ; ΔW – шаг между элементами структуры, который в общем случае может быть переменным. Характерным размером сечения пучка будем считать величину $W = J\Delta W$, т. е. радиус последнего кольца. Пусть для всех j выполняется условие $\Delta W \gg w_j$. Тогда можно приближенно положить интенсивность равной нулю всюду, за исключением областей, определяемых соотношением

$$j\Delta W - \delta_j \ll r \ll j\Delta W + \delta_j,$$

т. е. в пределах каждого элемента с эффективной шириной δ_j , которая в данном случае может считаться равной $2w_j$.

Данная модель оказывается плодотворной с той точки зрения, что позволяет при расчете рефракционного поля исключать из области интегрирования те участки, где интенсивность равна нулю, что на несколько порядков снижает время расчета.

2. Асимптотическое представление волнового поля при рефракции пучков с дискретным изменением интенсивности по сечению

Для описания зависящего от координат и времени волнового поля $A(x, y, z, t)$ пучка, изначально распространяющегося вдоль оси z и прошедшего через оптическую неоднородность, будем основываться на модели прозрачной среды с заданным показателем преломления $n = n(x, y, z, t)$ и границами $z = 0$ и $z = z_1$. Пусть на входе в неоднородность комплексная амплитуда пучка есть $A_0(x, y)$, длина волны лазерного излучения в свободном пространстве – λ , а $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Заметим, что в данной постановке задачи изначально не накладываются ограничения на характер изменения поля $A_0(x, y)$ по сечению пучка, т. е. оно может быть как дискретным, так и непрерывным.

Предположим, что поле пучка на выходе из среды при $z = z_1$ может быть задано в виде

$$A(\xi, \eta, z_1, t) = A_1(\xi, \eta, t) \exp[i\varphi_1(\xi, \eta, t)], \quad (1)$$

где амплитуда $A_1(\xi, \eta)$ и фаза $\varphi_1(\xi, \eta)$ волнового поля в зависимости от условий рефракции определяются на основе решения уравнений переноса или параболического уравнения для неоднородной среды [9]. Если протяженность неоднородности относительно невелика и не учитываются объемные эффекты в среде, то в приближении фазового экрана

$$A(\xi, \eta, z_1, t) = A_0(\xi, \eta) \exp[ikz_1 n(\xi, \eta, t)]. \quad (2)$$

Время t будем рассматривать как параметр и учитывать его изменение только в конечном результате при подстановке заданных зависимостей $n(\xi, \eta, t)$, где ξ и η – координаты на границе среды в плоскости $z = z_1$. В точке наблюдения с координатами x, y, z волновое поле пучка $A(x, y, z)$, распространяющегося в свободном пространстве, может быть получено как решение параболического уравнения

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = 0 \quad (3)$$

с граничным условием, определяемым соотношением (1). Решение (3) запишем в виде

$$A(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda(z - z_1)} \int_{-W_1}^{W_1} \int_{-W_2}^{W_2} A_1(\xi, \eta) \times \exp\left[i\varphi_1(\xi, \eta) + ik \frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{2(z - z_1)}\right] d\xi d\eta, \quad (4)$$

где W_1 и W_2 – эффективные размеры пучка на выходе из среды в плоскости $z = z_1$ по осям ξ и η соответственно. Обычно при исследовании нестационарных неоднородностей размеры пучка сравнимы с характерным размером поперечного сечения неоднородности или превышают его.

Очевидно, что при значительных поперечных градиентах показателя преломления функция $A_1(\xi, \eta) \exp[i\varphi_1(\xi, \eta)]$ является быстро изменяющейся и не может быть вынесена за знак интеграла, как это обычно делается в области, где выполняется приближение геометрической оптики. Поэтому при непосредственном интегрировании (4) для достаточно больших значений W_1 и W_2 возникают проблемы, связанные с необходимостью значительных вычислительных ресурсов, что фактически не позволяет реализовать решение обратной задачи реконструкции параметров неоднородности. В терминах геометрической оптики эта ситуация эквивалентна сильному отклонению лучей на выходе из среды, образованию каустик и зон многолучевости, причем углы отклонения лучей могут существенно различаться в точках сечения неоднородности, перпендикулярного направлению распространения зондирующего излучения. Указанные явления означают наличие существенной рефракции, которая фактически нарушает структуру пучка.

Тем не менее использование асимптотических методов и наглядных физических представлений позволяет значительно упростить процедуру вычисления поля $A(x, y, z)$ с

сохранением информативности его волнового описания (4). Найдем точки стационарной фазы из условия равенства нулю частных производных по ξ и η показателя экспоненты в выражении (4):

$$\begin{aligned} \xi + \frac{z - z_1}{k} \frac{\partial \varphi_1(\xi, \eta)}{\partial \xi} &= x, \\ \eta + \frac{z - z_1}{k} \frac{\partial \varphi_1(\xi, \eta)}{\partial \eta} &= y. \end{aligned} \quad (5)$$

Точки стационарной фазы с координатами $\xi_m(x, y)$ и $\eta_m(x, y)$ являются решением системы уравнений (5) при заданных значениях координат x и y точки наблюдения. Целочисленный индекс $m \leq M$, где M – число решений системы (5), которое равно числу геометрических лучей, проходящих в данную точку наблюдения. В области многолучевости таких лучей может быть несколько. Значения $\xi_m(x, y)$ и $\eta_m(x, y)$ в плоскости $z = z_1$ соответствуют координатам точек выхода этих лучей из среды. Если система (5) не имеет решений, то это означает, что в данную точку наблюдения не приходит ни одного луча.

Возвращаясь к представлению (4) поля $A(x, y, z)$, запишем его в виде

$$\begin{aligned} A(x, y, z) &= \frac{1}{i\lambda(z - z_1)} \sum_{m=1}^M \int_{\xi_m(x, y) - \Delta\xi}^{\xi_m(x, y) + \Delta\xi} \int_{\eta_m(x, y) - \Delta\eta}^{\eta_m(x, y) + \Delta\eta} A_1(\xi, \eta) \\ &\times \exp\left[ik \frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{2(z - z_1)} + i\varphi_1(\xi, \eta) \right] d\xi d\eta, \end{aligned} \quad (6)$$

где величины $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ выбираются из условия, что изменение фазы подынтегральной функции в заданной области интегрирования не превышает некоторого заданного значения $\Delta\varphi$, определяемого требуемой точностью нахождения $A(x, y, z)$. Таким образом, вместо интегрирования по всему сечению пучка ограничимся интегрированием по области, которая дает основной вклад в искомое поле и соответствует нескольким первым зонам Френеля в окрестности точки выхода каждого луча, т.е. в окрестности стационарных точек с координатами ξ_m, η_m .

Известно [9], что такого рода ограничение области интегрирования влечет за собой некоторую погрешность расчета поля $A(x, y, z)$, как правило, не превышающую десяти процентов. Однако при этом, в отличие от традиционной геометрической асимптотики, предполагающей переход к бесконечным пределам интегрирования, сохраняются корректность представления поля вблизи каустик и интерференционного поля в области многолучевости, а также другие преимущества волнового описания. Таким образом, на основе выражения (6) обеспечивается единое представление для поля в плоскости наблюдения, причем локализация области интегрирования вблизи точек ξ_m, η_m является функцией точки наблюдения, определяется аналитически на основе решения (5) и зависит не от конкретного типа пучка, а только от вида неоднородности.

Существенное требование, которое должно выполняться при нахождении поля (6), заключается в том, что области интегрирования, соответствующие разным стационарным точкам (при разных m), не должны пересекаться [5], и это каждый раз непосредственно должно проверяться при расчете полей пучков с непрерывным изменением интенсивности. В случае пучков с дискретной

модуляцией интенсивности по сечению, это требование практически всегда выполняется, т.к. области с ненулевой интенсивностью достаточно разнесены. Для таких пучков размеры области интегрирования $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ в окрестности стационарной точки целесообразно выбирать, исходя из характерных размеров δ_j дискретного элемента пучка, например эффективной ширины кольца на рис.1.а. В этом случае погрешность расчета поля, связанная с ограничением области интегрирования, существенно снижается, т.к. значения исходного поля на границе области интегрирования фактически равны нулю. На рис.2 сравниваются зависимости интенсивности поля $|A(x)|^2$ в окрестности каустики, возникающей при прохождении излучения через фокусирующий слой с показателем преломления $n(x) = n_0 + \Delta n \exp(-x^2/a^2)$, рассчитанные на основе точного решения (4) и асимптотического представления (6) при $n_0 = 1.33, \Delta n = 0.002, a = 2$ мм.

Для элемента пучка с дискретной структурой (рис.2.а) при эффективном размере элемента $\delta_j = 0.3$ мм и размерах области интегрирования $\Delta\xi = \Delta\eta = 0.3$ мм наблюдается практическое совпадение указанных зависимостей (рис.2.б). Для круглого гауссова пучка с эффективным диаметром 2 мм (рис.2.в иллюстрирует его фокусировку в области каустики) имеет место ожидаемое различие точного и асимптотического решений (рис.2.з), причем ограничение области интегрирования несколькими зонами Френеля приводит к осцилляциям кривой 2. Заметим, что использование традиционной геометрической асимптотики, предполагающей переход к бесконечным пределам интегрирования в (4), вызывает появление особенностей в области экстремума зависимостей на рис.2.в и з – интенсивность в указанной области стремится к бесконечности.

Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что полученное представление (6) оказывается оптимально адаптированным для расчета рефракционного волнового поля дискретно-модулированных пучков

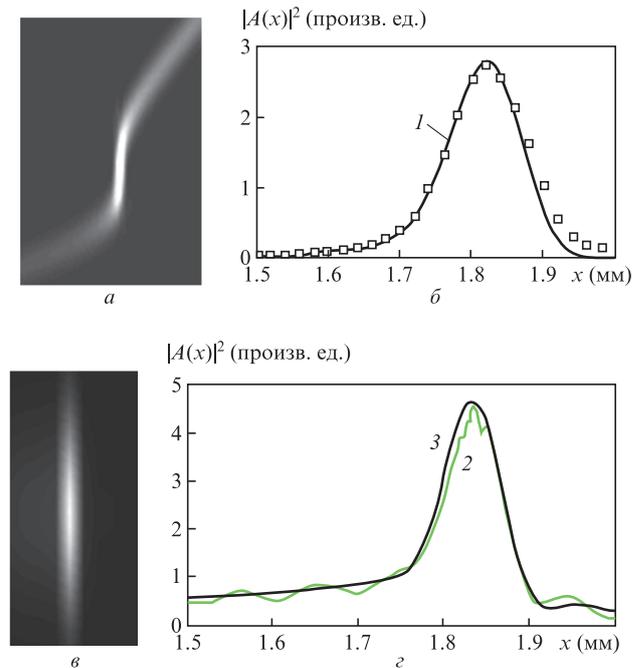


Рис.2. Распределения интенсивности поля в окрестности каустики (а, в) и их сечения $|A(x)|^2$ (б, з), рассчитанные на основе асимптотического (□, I) и точного (I, 3) решений для пучка с дискретной структурой (а, б) и гауссова пучка (в, з).

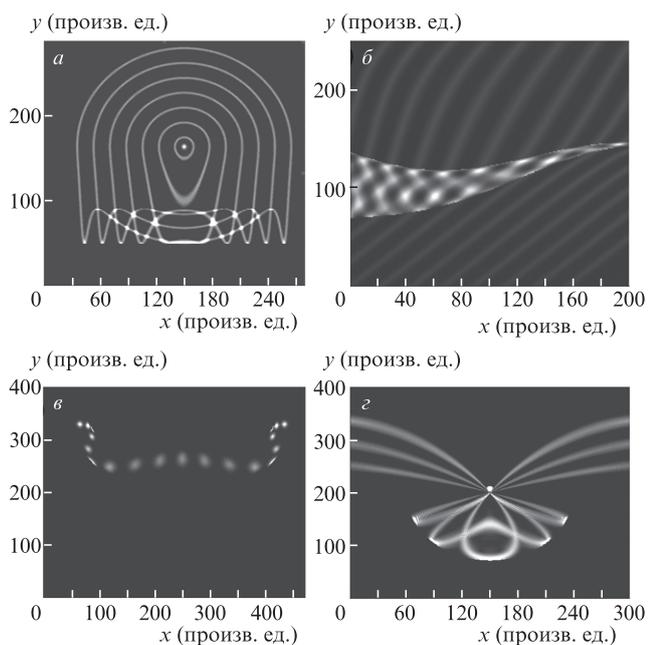


Рис.3. Расчетные рефракционные изображения пучков с дискретной модуляцией интенсивности для типичных стратификаций в жидкости: диффузионный слой (кольцевой пучок) (а), волновое возмущение в плотностной стратификации (линейчатый наклонный пучок) (б), цилиндрический температурный слой у нагретого тела (точечный пучок) (в) и цилиндрический температурный слой у охлажденного тела (линейчатый горизонтальный пучок) (г).

и в то же время с контролируемой погрешностью может быть использовано для расчета поля прямотеневых изображений в случае пучков с непрерывным изменением интенсивности.

На рис.3 представлены результаты расчета рефракционных изображений сечений пучков с дискретным изменением интенсивности на основе волнового представления (6) при $\lambda = 0.6328$ мкм. Расчеты выполнены для типичных неоднородностей показателя преломления, возникающих в жидких средах при наличии плотностных и температурных стратификаций.

На рис.3,а показано сечение пучка с кольцевой структурой при $\delta_j = 0.25$ мм (рис.1,а), прошедшего через диффузионный слой жидкости с характерной толщиной $a(x) = a = 3$ мм, протяженностью $z_1 = 30$ мм и показателем преломления

$$n(y, x) = \frac{n_1 + n_2}{2} + \frac{n_1 - n_2}{2} \tanh\left[\frac{y - y_c(x)}{a(x)}\right], \quad (7)$$

где $n_1 = 1.332$ – показатель преломления менее плотной (верхней) жидкости; $n_2 = 1.337$ – показатель преломления более плотной (нижней) жидкости; $y_c(x)$ – положение центра слоя. Шаг между кольцами $\Delta W = 2.5$ мм, положение середины слоя относительно центра пучка $y_c = -8$ мм, плоскость наблюдения находится на расстоянии $z - z_1 = 600$ мм. В данном случае между двумя ветвями каустики существует зона «трехлучевости», что обуславливает возможность пересечения в малой области трех структурных элементов пучка и интерференции соответствующих волновых полей. Ветви каустики в сечении визуализируются как геометрическое место точек локальных экстремумов (точек поворота) элементов пучка. Расчетное изображение на рис.3,а полностью соответствует эксперименталь-

ному изображению на рис.1,а, полученному при параметрах слоя, близких к указанным.

На рис.3,б представлены изображения сечений пучков, элементами структуры которых на входе в неоднородность являются параллельные отрезки. Интенсивность волнового поля в этом случае может быть задана в виде

$$I(r) = \sum_{j=1}^J I_j \exp\left\{-\frac{[x - \alpha(y - j\Delta W)]^2}{w_1^2} - \frac{[\alpha x + (y - j\Delta W)]^2}{w_2^2}\right\} \quad (8)$$

и соответствует набору элементарных пучков с эллиптическим сечением (w_1 и w_2 – полуоси эллипсов), которые при $w_1 \ll w_2$ визуализируются как отрезки. Величины ΔW и α задают соответственно шаг и тангенс угла наклона элементов структуры. На рис.3,б показана рефракция такого пучка на двумерной неоднородности показателя преломления, возникающей при распространении волнового возмущения в диффузионном слое жидкости [10, 11]. В этом случае в соотношении (7) положение центра слоя y_c и его характерный размер a являются функциями координат и времени. На рис.3,б визуализируется область «трехлучевости», ограниченная проекциями каустических поверхностей, расстояние между которыми определяется главным образом градиентом $\partial n(x, y)/\partial y$, параметр $a(x, t)$ изменяется в пределах 2–6 мм. Результаты обработки экспериментальных данных, соответствующих этой ситуации, будут представлены ниже.

Расчетные рефракционные изображения в случае цилиндрических температурных стратификаций, которые в эксперименте могут быть реализованы как пограничные слои у нагретых и охлажденных тел в воде, представлены соответственно на рис.3,в и г. Разность температур на границе слоя составляет несколько десятков градусов, характерный размер слоя $a \approx 1$ мм, характерный размер элемента пучка $\delta_j = 0.2$ мм. В эксперименте подобные изображения, полученные с использованием пучков с точечной структурой, наблюдались при исследовании оптическими методами температурных градиентов, возникающих в условиях конвекции Бенара–Марангони [12, 13].

Таким образом, анализ выражения (6) позволяет утверждать, что при выполнении соотношения $\delta_j \ll a$ волновое поле дискретно-модулированных пучков даже при наличии каустик имеет достаточно простую структуру в области локализации элемента пучка, характеризуемую зависимостью интенсивности от координаты, аналогичной приведенной на рис.2,б. Это эквивалентно сохранению характера изображения, информативными параметрами которого при решении обратной задачи рефракции могут быть положения каустик и смещения элементов, зависящие главным образом от градиента показателя преломления. При $\delta_j \approx a$ в случае существенных величин вторых производных показателя преломления имеет место «размытость» изображения (см., напр., рис.3,в), что при реконструкции неоднородностей требует более детального анализа зависимости интенсивности волнового поля от координат. Количественное восстановление характеристик физических полей в исследуемой среде может проводиться на основе как аналитических подходов к решению обратной задачи рефракции, так и численных алгоритмов в рамках методов минимизации целевой функции и корреляционного анализа при использовании изображений, рассчитанных с помощью соотношения (6), в качестве эталонных.

3. Результаты реконструкции количественных характеристик фазовых объектов

В описанном ниже лабораторном эксперименте [11] для визуализации и количественной диагностики плотностных динамических неоднородностей в жидкости (рис.4) использовались рефракционные изображения, полученные в пучках как с непрерывным, так и с дискретным изменением интенсивности.

Объектом исследования являются внутренние волны в солестратифицированной жидкости, в которой необходимого распределения ее плотности добиваются посредством изменения концентрации NaCl. В данном эксперименте устанавливалась определенная разность уровней переходных слоев жидкостей в основной части кюветы и в шлюзовой камере. Начальное возмущение создавалось в переходном слое (7) между пресной и соленой (плотность $\rho_2 = 1030 \text{ кг/м}^3$) водой путем выдергивания заслонки шлюзовой камеры (рис.4.а). Характер трансформации такого начального возмущения теоретически хорошо изучен для уравнения Кортевега–де Вриза [14] и, как показывают полученные в условиях данного эксперимента результаты, «прямоугольная ступенька» распадается на группу нелинейных волн, перемещающихся от шлюзовой камеры вдоль границы жидкостей в основной части кюветы (рис.4.б). Однако, как показано в [15], для детального сравнения экспериментальных данных и теоретических выводов, касающихся распространения подобных возмущений, требуется измерение градиента плотности в динамическом переходном слое, что практически неосуществимо на основе контактных датчиков. При использовании пучков с дискретной модуляцией интенсивности вида (8) представляется возможным исследование изменений эффективной ширины этого слоя и градиента плот-

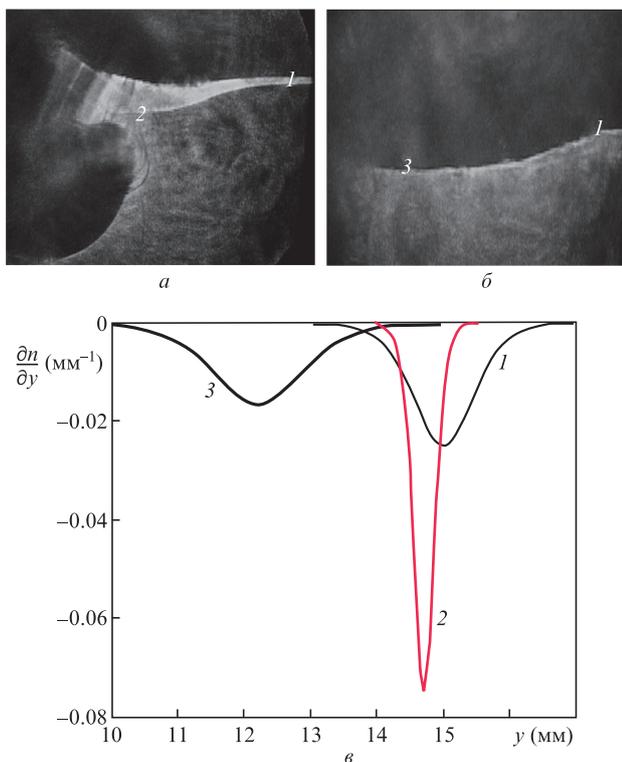


Рис.4. Визуализация (а,б) и количественная диагностика (в) волнового возмущения в стратифицированной жидкости. Характерный размер слоя $a = 6$ (1), 2 (2) и 9 мм (3).

ности непосредственно после создания начального возмущения. Количественная диагностика осуществлялась на основе корреляционной обработки изображений, полученных с использованием полупроводникового лазерного модуля с длиной волны излучения 550 нм и мощностью 3 мВт. Изображение области многолучевости в расфокусированном пучке на рис.4,а по своей структуре соответствует расчетному изображению на рис.3,б, что позволяет использовать параметрическую модель слоя (7) при определении градиента показателя преломления (или плотности жидкости). Зависимости от координаты градиента показателя преломления в слое представлены на рис.4,в для равновесного положения слоя (кривая 1), в окрестности особой точки (кривая 2) и в нижней точке волнового возмущения (кривая 3).

На рис.5 представлены результаты исследования динамики температурного пограничного слоя [2] у плоского дна полого металлического цилиндра диаметром 34.5 мм, погруженного в воду при температуре 20 °С, при скачкообразном изменении температуры цилиндра в результате быстрого заполнения его водой с температурой 90 °С. Для зондирования слоя использовался He–Ne-лазер мощностью 1 мВт с длиной волны излучения 0.6328 мкм, характерный размер элемента пучка в направлении, перпендикулярном дну цилиндра, составлял 0.4 мм. В эксперименте были получены изображения «точечных» элементов пучка, аналогичные приведенному на рис.3,в.

Особенность ситуации заключается в том, что в течение нескольких первых секунд после заполнения цилиндра горячей водой толщина пограничного слоя сравнима с характерным размером элемента пучка. В этом случае имеет место существенная «размытость» элементов, что не позволяет детально исследовать область непосредственно у поверхности тела на основе анализа геометрических параметров изображения. Зависимости от времени градиента температуры (на расстоянии $y = 0.5$ мм от поверхности) и его производной в направлении, перпендикулярном слою, восстанавливаются на основе анализа распределения интенсивности (рис.2) по сечению элемента пучка. Как следует из рис.5, в первые секунды после скачкообразного изменения граничных условий непосредственно у поверхности происходит опережающее возрастание второй производной температуры $\partial^2 T(y, t)/\partial y^2$, а затем уже начинается рост градиента $\partial T(y, t)/\partial y$. Аб-

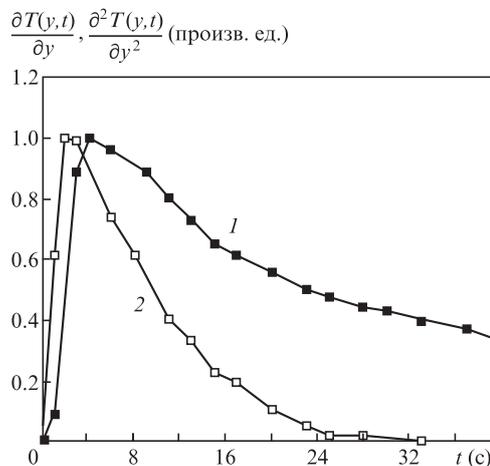


Рис.5. Зависимости от времени первой (1) и второй (2) производных температуры по направлению, перпендикулярному дну цилиндра, при скачкообразном изменении его температуры.

солютное максимальное значение градиента температуры на данном расстоянии составляет $53^\circ\text{C}/\text{мм}$. При увеличении расстояния от поверхности градиент достигает максимального значения позже, а его величина уменьшается. Данный факт свидетельствует о возникновении затухающей температурной волны в пристеночном слое при скачкообразном возмущении на его границе.

Еще одним возможным применением соотношения (6) является исследование акустических полей в жидкости лазерными методами [16], в частности обнаружение пространственной области и момента возникновения ультразвуковой кавитации на основе анализа временного спектра $A(x, y, z_1, t)$, содержащего характерные составляющие спектра акустического поля, появляющиеся при наличии кавитации. Кроме того, рефракционные изображения дискретно-модулированных пучков представляют интерес для исследования количественных характеристик процесса распространения ультразвуковых колебаний при импульсном воздействии на границе несмешивающихся жидкостей [17].

4. Заключение

Таким образом, соотношение (6), полученное для описания волновых полей дискретно-модулированных лазерных пучков при их рефракции в фазовых объектах, отражает основные особенности рассматриваемых полей и позволяет наглядно интерпретировать результаты экспериментов, проводимых с целью визуализации и исследования протяженных фазовых объектов в жидкости, и осуществлять их количественный анализ. При волновом подходе можно использовать дополнительную информацию о распределении интенсивности и положении каустик на рефракционном изображении, что расширяет возмож-

ности диагностики динамических объектов. Реконструкция параметров физических процессов, приводящих к изменению показателя преломления, позволяет обнаруживать эффекты, возникающие в жидкости при изменении ее характеристик. В частности, изложенный в работе подход адаптирован для анализа нестационарных процессов в жидкости, происходящих при скачкообразном возмущении ее параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-00948а).

1. *Дифракционная компьютерная оптика*. Под ред. В.А.Сойфера (М.: Физматлит, 2007).
2. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. *Лазерная рефрактография* (М.: Физматлит, 2008).
3. Sarantos C.H., Heebner J.E. *Opt. Lett.*, **35**, 1389 (2010).
4. Rinkevichyus B.S., Raskovskaya I.L., Tolkachev A.V. *Proc. 15 th Int. Symp. on Flow Visualization* (Minsk, 2012).
5. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980).
6. Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 1176 (2007).
7. Расковская И.Л. *Квантовая электроника*, **43**, 554 (2013).
8. Расковская И.Л. *Радиотехника и электроника*, **54**, 1524 (2009).
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1979).
10. Букреев В.И., Гаврилов Н.В. *ЖПМТФ*, № 5, 51 (1983).
11. Есин М.В. и др. *Труды XI МНТК «Оптические методы исследования потоков»* (М., МЭИ, 2011).
12. Dauby P.C., Desaiive T., Bragard J., Cerisier P. *Phys. Rev. E*, **64**, 6301 (2001).
13. Cerisier P., Sylvain J., Dauby P. *Exp. Fluids*, **33**, 391 (2002).
14. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. *ЖЭТФ*, **65**, 590 (1973).
15. Островский Л.А., Степанянц Ю.А. *Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа*, № 4, 63 (1982).
16. Гречихин В.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. *Квантовая электроника*, **33**, 742 (2003).
17. Брысев А.П., Юров В.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **99**, 94 (2014).