

6. Тешуков В.М. О гиперболичности уравнений длинных волн // ДАН СССР. — 1985. — Т. 284, № 3. — С. 555.
7. Спицын И.П., Соколова В.А. Общая и речная гидравлика. — Л.: Гидрометеиздат, 1990.
8. Teshukov V.M. Long wave approximation for vortex free boundary flows // Intern. Series of Numer. Mathematics. — Basel, 1991. — V. 99. — P. 413.

г. Новосибирск

Поступила 22/11 1994 г.

УДК 532.5:681.7

Ю.Д. Чашечкин, Е.В. Гуменник, Е.Я. Сысоева

### ТРАНСФОРМАЦИЯ ПЛОТНОСТНОГО ПОЛЯ ТРЕХМЕРНЫМ ТЕЛОМ, ДВИЖУЩИМСЯ В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

**Введение.** Возмущения, вносимые в стратифицированную жидкость обтеканием препятствий различного происхождения, интенсивно изучаются в натуральных условиях [1] методами математического [2] и физического моделирования [3]. Качественно результаты неплохо согласуются при исследовании структуры крупномасштабных явлений, в частности присоединенных (подветренных) внутренних волн [4]. Однако количественное согласие между представлениями теории и результатами измерений явно недостаточное. Одна из причин расхождения расчетов и экспериментов может быть связана с нарушением предположения о слабом влиянии тела на структуру стратификации в его окрестности (в расчетах обычно задается распределение частоты плавучести по глубине).

В серии экспериментальных работ показано, что при ламинарном обтекании как двумерных [5], так и трехмерных тел [6] на границах следа образуются достаточно тонкие высокоградиентные прослойки. Физическая природа явления обострения градиента плотности и расщепления масштабов пространственной изменчивости полей различной физической природы связана с влиянием молекулярных эффектов, так называемой дисцерсией среды — различием коэффициентов молекулярной диффузии соли и импульса, на пространственную структуру и устойчивость течений непрерывно стратифицированной жидкости. Этот эффект наблюдается даже в самом простом типе пограничного течения, индуцированного диффузией в покоящейся [7] или медленно движущейся непрерывно стратифицированной среде [8], и может сохраняться на больших расстояниях от границы при отрыве расщепленных плотностного и динамического пограничных слоев от тела.

Экспериментальное изучение эволюции плотностных полей в стратифицированных средах должно проводиться с применением адекватных методов исследования, обладающих высокой чувствительностью, пространственным разрешением, быстродействием и широким динамическим диапазоном. Для получения оперативной количественной информации о профилях градиента плотности использовался бесконтактный оптический метод [9], основанный на регистрации в реальном масштабе времени мгновенного значения угла рефракции узкого зондирующего лазерного луча, сканирующего исследуемый объект. При этом в объект не вносятся никаких возмущений, а временное разрешение (минимальное время между двумя профилями) ограничивается не физическими свойствами этого объекта, как в случае использования контактных датчиков [10], а аппаратными характеристиками измерительной системы и может быть существенно меньше  $10^{-2}$  с.

© Ю.Д. Чашечкин, Е.В. Гуменник, Е.Я. Сысоева, 1995

Цель данной работы — количественное изучение деформации и эволюции поля плотности при равномерном движении трехмерного тела в непрерывно стратифицированной жидкости. Для этого используется синхронная регистрация теневых картин спутного течения и соответствующих этим картинам сигналов лазерного сканирующего рефрактометра.

**Методика измерений.** Возможные способы объединения лазерного сканирующего рефрактометра (ЛСР) и теневого прибора (ТП), а также анализ характеристик комплементарной измерительной оптической системы приводились в [9, 11, 12]. В [9] отмечалось, что такая методика, сочетающая достоинства каждого отдельного прибора, обладает рядом дополнительных преимуществ. Во-первых, оперативная количественная информация, регистрируемая ЛСР, поступает из наиболее информативных областей исследуемого объекта, выбираемых по результатам предварительного визуального анализа теневой картины объекта. Во-вторых, достоверность получаемой с помощью ЛСР информации контролируется путем визуального наблюдения теневой картины. В-третьих, процесс количественной обработки теневых картин, получаемых с помощью такой системы, существенно упрощается, так как необходимые для такой обработки данные по связи между углами отклонения световых лучей и соответствующими этим углам уровням почернения на теневой картине получаются в такой системе автоматически, и, следовательно, не надо использовать обычно применяемые эталоны фазовых неоднородностей.

В данных экспериментах поле градиента плотности визуализировалось теневыми методами с различной ориентацией ножа и щели, реализованными на базе интерференционно-теневого прибора ИАБ-458. Профили вертикальной компоненты градиента плотности измерялись с помощью совмещенного с ИАБ-458 лазерного сканирующего рефрактометра. Измеряемым физическим параметром при этом является угол рефракции  $\theta$ , определяемый интегральным по длине зондирующего луча (как и в теневых методах) значением градиента показателя преломления  $n$

$$\theta = \frac{1}{n_0} \int_0^L \frac{\partial n}{\partial z} dy$$

( $n_0$  — показатель преломления окружающей объект среды) и связанным с ним уравнением состояния значением градиента плотности  $\rho$ . В диапазоне изменения параметров, представляющих интерес для гидродинамики стратифицированных течений, эта связь для водного раствора хлористого натрия имеет вид [13]

$$\theta = \frac{0,231}{n_0} \int_0^L \frac{\partial \rho}{\partial z} dy, \text{ где } [\rho] = \text{г/см}^3.$$

В приведенных в настоящей работе исследованиях использовалась комплементарная оптическая система, совмещающая стандартный теневой прибор типа ИАБ-458 и лазерный сканирующий рефрактометр. На рис. 1 приведена структурная схема этой измерительной системы. Осветительная часть серийного теневого прибора ИАБ-458 состоит из блока формирования светового пучка 4, диагонального зеркала 2 и коллимационного объектива А, образованного сферическим зеркалом 6 и мениском 7. Блок 4 отображает входную щель ИАБ-458 в фокальную плоскость  $A' - A'$  коллимационного объектива А, в результате чего формируется широкий параллельный световой пучок, зондирующий объект 8.

Осветительная часть совмещенного ЛСР состоит из блока 1 генерации и оптимизации параметров лазерного пучка, сканера 3, ось вращения которого лежит в фокальной плоскости  $A' - A'$ , диагонального зеркала 2 и коллимационного объектива А.

Совмещение осветительных частей ЛСР и ТП осуществлено в данной системе за счет того, что зеркало сканера имеет коэффициент пропускания 50 %, а сканер настолько компактен, что может быть помещен внутри

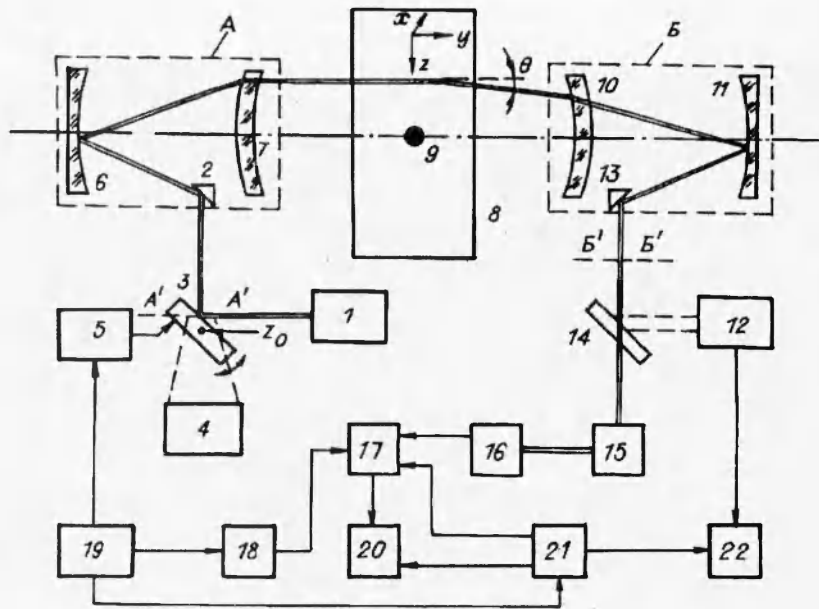


Рис. 1

блока формирования светового пучка 4. Такая схема совмещения осветительных частей ЛСР и ТП конструктивно существенно проще схемы [9]. Кроме того, в силу отсутствия дополнительных поворотных зеркал, согласующего объектива (и связанных с ними aberrаций) данная схема позволяет обеспечить лучшие точностные характеристики совмещенного ЛСР. В ней использован новый тип сканера, основными элементами которого являются статор, образованный двумя токовыми обмотками с магнитопроводом и двумя постоянными магнитами, и ротор, представляющий собой сердечник из ферромагнитного сплава, укрепленный на двух подшипниках. Один конец ротора предназначен для крепления зеркала, другой коаксиально соединен с торсионом. Сканирование обеспечивается периодическими колебаниями зеркала, вызываемыми моментом сил, действующих на сердечник в магнитном поле, которое возбуждается электрическим током в управляющей обмотке по задаваемому с помощью блока управления сканером 5 периодическому закону.

При использовании для зеркала сканера стеклянной подложки толщиной 1 мм с размером  $10 \times 10$  мм амплитудно-частотная характеристика устройства позволяла осуществлять сканирование с частотой до 100 Гц, что вполне достаточно для представляющих интерес задач гидродинамики стратифицированных течений. Кроме того, применение сканера с такими габаритами отклоняющего зеркала позволило в данной измерительной системе получить в фокальной плоскости коллимационного объектива А лазерный пучок, имеющий сечение достаточно большого размера ( $\sim 10/\sqrt{2}$  мм), что в соответствии с результатами [9] позволило существенно увеличить пространственное разрешение совмещенного ЛСР по сравнению с использовавшейся ранее схемой совмещения. Таким образом, разработанная схема совмещения осветительных частей ЛСР — ТП позволяет создать измерительную систему с более высокими точностными и пространственно-разрешающими характеристиками.

Широкий зондирующий световой пучок, сформированный коллимационным объективом А, проходит через исследуемый объект и при выполненной соответствующим образом настройке оптической схемы [13] попадает в приемный объектив В, состоящий из мениска 10 и сферического зеркала 11. С помощью диагонального зеркала 13 и полупрозрачного зеркала 14 этот

световой пучок направляется в блок формирования теневой картины 12. Теневая картина регистрировалась кинокамерой 22 типа РФК-5. В зависимости от целей конкретных экспериментов в блоке 12 использовались различные типы визуализирующих диафрагм — нож Фуко, нить, решетка (при цветном теневом методе).

Приемная часть совмещенного ЛСР состоит из приемного объектива  $B$ , зеркала 13, полупрозрачного зеркала 14, блока согласующей оптики 15 и координатно-чувствительного фотоприемника (КЧФ) 16.

Совмещение приемных частей ЛСР и ТП производится с помощью полупрозрачного зеркала и блока согласующей оптики, осуществляющего оптическое сопряжение фокальной плоскости  $B' - B'$  объектива  $B$  и фото-чувствительной поверхности КЧФ. Детальное описание работы приемной части ТП и совмещенного с ним ЛСР приведено в [9].

Амплитуда электрического сигнала  $u(t)$  на выходе КЧФ при осуществлении сканирования исследуемого объекта лазерным пучком вдоль оси  $z$  так, что время строки сканирования меньше характерного времени изменения плотности в объекте, определяется соотношением [12]

$$(1) \quad u(t) = Bf(0,231/n_0)R(z),$$

где  $B$  — крутизна координатной характеристики КЧФ;  $f$  — заднее фокусное расстояние приемного объектива ЛСР;

$$R(z) = \int_0^L (\partial\rho/\partial z) dy;$$

$L$  — размер бассейна  $\delta$  вдоль направления  $y$ .

Для разработанной в данной работе схемы совмещения ЛСР и ТП соотношение (1) преобразуется с учетом оптических свойств блока согласующей оптики:

$$(2) \quad u(t) = BV_{\perp}f(0,231/n_0)R(z)$$

( $V_{\perp}$  — поперечное увеличение блока 15).

Выражение (2), строго говоря, дает связь лишь между абсолютными величинами  $u(t)$  и  $R(z)$ , так как знак сигнала координатно-чувствительного фотоприемника, построенного по принципу дифференциального усилителя, может быть изменен аппаратными средствами при одинаковом направлении смещения сечения лазерного пучка на фоточувствительной поверхности КЧФ. Однако для правильной интерпретации экспериментальных результатов необходимо иметь это соотношение с учетом знаков величин  $R(z)$  и  $u(t)$  в соответствии с ориентацией осей выбранной лабораторной системы координат. Соответствие знаков проверялось экспериментально с помощью длиннофокусной эталонной линзы, медленно перемещающейся в пространстве объектов системы в вертикальном направлении при фиксированном положении зондирующего лазерного пучка. Соотношение (2) приведено с учетом установленного таким образом соотношения знаков, а именно: увеличение градиента плотности в зондируемой лазерным пучком области объекта выше фонового уровня (принятого за нулевой) приводит к уменьшению значения  $u(t)$ , а уменьшение градиента — к возрастанию выходного напряжения.

Сигнал (2) с выхода КЧФ поступал на сигнальный вход осциллографа 17, на вход внешнего управления разверткой которого синхронно поступал сигнал, формируемый блоком управления разверткой осциллографа 18. Работа блоков управления сканером 5 и разверткой осциллографа 18 синхронизирована с помощью задающего генератора 19, которым также задавались законы сканирования зондирующего лазерного пучка вдоль оси  $z$  в лабораторной системе координат и горизонтальной развертки осциллографа вдоль оси  $t$ . При этом по оси  $t$  осциллографа отображалась в соответствующем масштабе (величина которого регулируется с помощью блока управления разверткой 18) вертикальная координата  $z$  физического пространства

исследуемого объекта, а по другой оси осциллографа отображалась по закону (2) величина  $R(z)$ , т.е. на экране осциллографа 17 «прорисовывался» вертикальный разрез параметра  $R(z)$ , характеризующего полевые свойства градиента плотности в исследуемом объекте. Сигнал ЛСР, выведенный описанным выше образом на экран осциллографа 17, регистрировался кинокамерой 20 типа РФК-5.

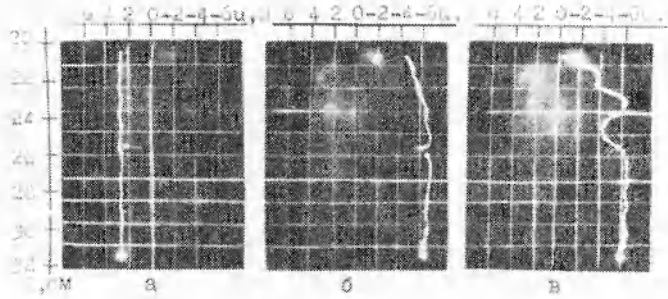
Анализ метрологических характеристик ЛСР приведен в [9]. Здесь указаны лишь числовые значения основных технических параметров измерителя: чувствительность  $5 \cdot 10^3$  В/рад, динамический диапазон  $10^{-5} - 10^{-3}$  рад, длина строки 110 мм, постоянная времени не более  $5 \cdot 10^{-6}$  с, пространственное разрешение 0,5 мм.

На рис. 2 представлены примеры сигналов ЛСР, полученные: *a* — в однородной среде (здесь центральный пик сигнала с двойным максимумом связан с дифракцией сканируемого лазерного пучка на нитях буксировочного устройства), *б* — в линейно стратифицированной среде перед началом буксировки сферы (здесь небольшой общий наклон кривой объясняется отклонением от линейного полученного при заливке бассейна реального закона распределения плотности по вертикальной координате  $z$ ). Выполненные оценки показали, что эти отклонения в проведенных экспериментах лежали в диапазоне 5—10 % при использовании ЛСР для контроля за процессом заполнения бассейна стратифицированной жидкостью методом непрерывного вытеснения [14] (рис. 2, *в*).

Важным элементом работы созданной измерительной системы является сопоставимость информации, регистрируемой по двум каналам — с помощью теневого прибора и совмещенного с ним ЛСР. Это достигается использованием блока синхронизации работы кинокамер 20 и 22, который, в свою очередь, управляется от задающего генератора, чем обеспечивается синхронизация работы измерительной системы в целом. Блок 21 представляет собой коммутационное устройство, управляющее подачей питания на регистрирующие кинокамеры.

Пороги срабатывания соответствующих электронных ключей устанавливаются независимо друг от друга и связаны с электрическим сигналом, управляющим работой сканера и внешней разверткой осциллографа. Этот же сигнал подается на второй вход осциллографа 17, и экспериментатор визуально наблюдает на экране осциллографа за моментами срабатывания кинокамер по отношению к положению сканирующего лазерного пучка в лабораторной системе координат, выбирая эти моменты с помощью регулировок блока, исходя из условий конкретного эксперимента. Таким образом осуществлялась взаимная привязка теневых картин, дающих визуальную информацию о поведении исследуемого объекта в целом (диаметр поля 230 мм), и сигналов ЛСР, дающих количественную информацию о вертикальных профилях градиента плотности (характерный размер лазерного пучка в области объекта  $\sim 0,5$  мм, размер строки сканирования 110 мм).

Эксперименты выполнены в прямоугольном бассейне  $0,7 \times 0,25 \times 0,7$  м, заполненном стратифицированным раствором хлористого натрия с линейным распределением плотности по глубине. Период плавучести стратифицированной среды контролировался с помощью плотностной метки-следа за всплывающим газовым пузырьком [15] и составлял  $T_b = 12$  и 4,5 с. Сфера диаметром  $d = 4$  см перемещалась с постоянной скоростью  $U$  по неподвижной направляющей нити диаметром 0,5 мм, проходящей через ее центр. Приводящая нить (константановая проволока 0,15 мм) проходила параллельно направляющей на расстоянии 1 мм. Такая система буксировки обеспечивала наиболее равномерное движение сферы без колебаний и прокручивания. При этом не наблюдалась вихревая неустойчивость перед телом, обусловленная взаимодействием течения в развивающемся пограничном слое на движущейся буксируемой нити, проходящей через центр тела [16]. Интервал между отдельными опытами составлял 3—4 ч. За это время восстанавливался исходный профиль градиента плотности, который контролировался ЛСР.



Р и с. 2

**Результаты.** Анализ многочисленных экспериментов по визуализации течения, выполненных в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Фруда ( $7 < Re = Ud/\nu < 2000$ ,  $10^{-4} < Fr = U^2/N^2d^2 < 10^2$ ,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $N = 2\pi/T_v$  — частота плавучести), позволил построить общую картину спутного течения за телом в стратифицированной среде и выделить следующие структурные элементы: заблокированную жидкость перед телом, присоединенные внутренние волны, плотностной и динамический (скоростной) пограничные слои на поверхности тела, спутное течение за телом, включающее динамический и плотностной следы [5, 6]. Эксперименты позволили выделить два новых структурных элемента — плотностной пограничный слой на теле и плотностной след, ограниченный высокоградиентными оболочками, отчетливо видимые при теневой визуализации. Этим элементам можно поставить в соответствие внутренние масштабы [5]: динамический масштаб  $\delta_v = \nu/U$ , характеризующий толщину скоростного (динамического) пограничного слоя, и плотностной масштаб  $\delta_s = k_s/U$  ( $k_s$  — коэффициент диффузии соли), характеризующий толщину плотностного пограничного слоя. Существенная разница в значениях масштаба плавучести  $\Lambda = (d \ln \rho / dz)^{-1}$  ( $N = 2\pi/T_v = \sqrt{g/\Lambda}$ ) и масштабов  $\delta_v$ ,  $\delta_s$ , которая является следствием различия кинетических коэффициентов (число Шмидта  $Sc = \nu/k_s = 700$ ), проявляется в различии толщин однотипных структурных элементов (расщеплении скоростного и плотностного пограничных слоев), а также толщин слоев сдвига скорости  $\delta_v$ , плотности  $\delta_s$  на границе течения в следе и внешнего поля внутренних волн. В случае солевой стратификации отношение масштабов изменчивости скорости и плотности на границе следа при движении сферы  $\delta_v/\delta_s = 20 \sim \sqrt{Sc}$ , что согласуется с расчетами толщин пограничных течений [7, 8].

На рис. 3 представлены фотографии ламинарного течения за сферой, полученные разными теневыми методами: *а* — вертикальная щель—нож Фуко, *б* — щель—нож, наклоненные под углом  $45^\circ$ , *в* — черно-белая реплика цветной теневой картины, полученной с помощью горизонтальной решетки [17].



Р и с. 3

Наиболее контрастным элементом на рис. 3, а с визуализацией горизонтальной компоненты градиента плотности являются присоединенные внутренние волны — темные и светлые диффузные полуокружности, заполняющие все поле теневого изображения; высокоградиентные оболочки плотностного следа визуализируются в виде двух тонких горизонтальных полос, которые этим методом регистрируются на расстоянии порядка диаметра тела; присоединенные внутренние волны не проникают внутрь плотностного следа.

Для визуализации плотностных слоев более удобен метод с наклонным положением ножа и щели. Если щель и нож располагаются под углом  $45^\circ$  к горизонту, то вертикальная и горизонтальная составляющие возмущений градиента плотности вносят равноценный вклад в теневую картину. Внутренние волны в этом случае практически не визуализируются, хорошо виден отрыв высокоградиентных слоев от тела, они регистрируются по всей длине поля зрения (рис. 3, б). Сравнительный анализ рис. 3, а и б показывает, что ограниченный высокоградиентными прослойками плотностной след имеет сложную внутреннюю структуру градиента плотности.

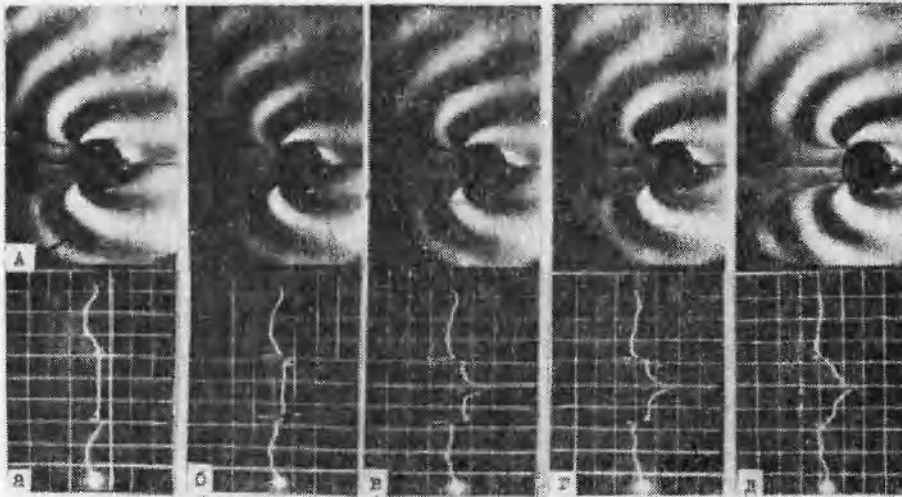
Цветной теневой метод визуализирует вертикальную компоненту градиента плотности. На черно-белой реплике цветной картины (рис. 3, в) можно выделить область заблокированной жидкости между замкнутыми изоплетами впереди тела. Искривление изоплет и тонкая структура теневого изображения у полюсов сферы указывают на обострение исходного градиента плотности и формирование плотностного пограничного слоя.

Измерения углов отрыва плотностного следа, проведенные по теневым кинограммам, полученным теневыми методами с различной ориентацией ножа и щели [18], показывают, что положение точек отрыва плотностных границ следа не зависит от способа визуализации течения.

В экспериментах с одновременным использованием ЛСР и ТП применялся метод с вертикальным расположением ножа и щели, визуализирующий горизонтальную компоненту градиента плотности  $\partial\rho/\partial x$ , когда не проявляется дисперсия среды. Сигнал ЛСР пропорционален его вертикальной составляющей  $\partial\rho/\partial z$ . Последовательность теневых картин следа и соответствующая последовательность сигналов ЛСР при движении сферы  $d = 4$  см со скоростью  $U = 0,32$  см/с в жидкости с периодом плаваемости  $T_b = 12$  с ( $Re = 128$ ,  $Fr = 0,09$ ,  $C = \Lambda/d = 897$ ) приведены на рис. 4. Сканирование проводилось с частотой 1 Гц. Интервал времени между кадрами 2 с. На теневых картинах визуализируются внутренние волны и высокоградиентные оболочки плотностного следа, а метка А (крайнее нижнее положение лазерного луча) указывает на положение сечения, по которому велось сканирование. Первый кадр (рис. 4, а) сигнала ЛСР в представленной серии соответствует сечению, проходящему по поперечному диаметру сферы. Вертикальный участок сигнала обусловлен экранированием лазерного пучка сферой, а возмущения сигнала в начале и в конце вертикального участка связаны как с дифракционными эффектами на краях сферы, так и с обострением градиента плотности в плотностном пограничном слое на ее поверхности.

Отличие от фоновых сигналов ЛСР в окрестности сферы связано с деформацией начального поля градиента плотности присоединенными внутренними волнами. На рис. 4, б плоскость сканирования пересекает плотностную оболочку следа в области ее отрыва от сферы, далее экранируется сферой и вновь пересекает оболочку следа. На регистрограмме ЛСР пересечению лазерного пучка с плотностной оболочкой соответствует резкое изменение уровня сигнала, связанное с обострением градиента плотности на границах следа. При сканировании в следующем сечении (рис. 4, в) сигнал не экранируется сферой. Луч проходит по волновой зоне, далее пересекает плотностную оболочку (что приводит к появлению пиков на регистрограмме ЛСР), проходит внутреннюю область следа, пересекает вторую плотностную оболочку и опять попадает в волновое поле. Разрыв сигнала ЛСР в центре





Р и с. 4

регистрограммы вызван отклонением лазерного луча на направляющей и буксировочной нитях.

Во всей внутренней области следа происходит усиление градиента плотности — сигнал ЛСР опускается на 10 % ниже фонового уровня (рис. 4, в, з). В распространенных же моделях отмечается ослабление градиента плотности в центре следа за телом из-за частичного перемешивания жидкости [2]. Поэтому было уделено внимание вопросу установления соответствия между знаком сигнала ЛСР и знаком изменения градиента плотности, для чего выполнены специальные контрольные измерения, описанные в предыдущем разделе. Вертикальное распределение градиента плотности внутри следа (рис. 4, в, з) характеризуется тем, что на периферии сохраняется постоянное значение градиента плотности, а в центральной части следа наблюдается его усиление более чем на 20 % от уровня фона:

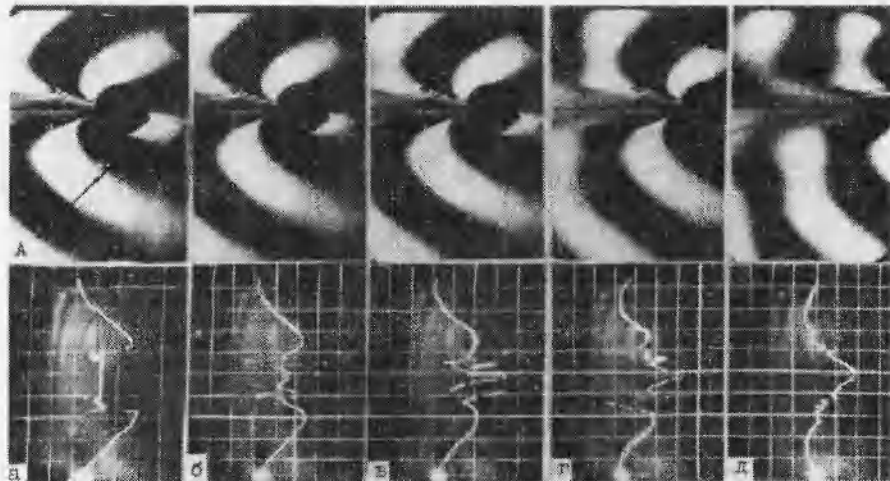
$$\partial\rho/\partial z_b = \text{const}(z_b) \text{ при } d/6 < |z_b| < d/2$$

(рис. 4, в). Здесь  $z_b$  — вертикальная координата в системе координат, связанной с центром следа. В плотностном поле внутри следа за относительное время  $\tau = t/T_b = 0,5$  формируется тонкая внутренняя структура, которая характеризуется линейным законом изменения градиента плотности по вертикали (рис. 4, д). Разрывы градиентов на границах следа заметно ослабевают, но продолжают сохраняться в течение  $\tau = 3$ .

Последовательность кадров, полученная при движении сферы  $d = 4$  см с  $U = 0,6$  см/с,  $T_b = 12$  с ( $Re = 240$ ,  $Fr = 0,12$ ,  $C = 897$ ), представлена на рис. 5. В этом режиме наблюдается мелкомасштабная неустойчивость на границах с образованием волновихревого завитка в области расширения следа [6]. Точки отрыва плотностного следа от тела расположены ближе к линии движения, чем в предыдущем случае. Рис. 5, а соответствует сканированию по сечению, проходящему через непрозрачную сферу. Однако здесь в отличие от рис. 4, а наблюдается существенно более сильное искажение плотностного поля в окрестности сферы, вызванное присоединенными внутренними волнами.

Вертикальный профиль градиента плотности, отвечающий сечению, проходящему через плотностные оболочки следа в области их отрыва от сферы, представлен на рис. 5, б, а сечению, проходящему через «горловину» следа, — на рис. 5, в. Вертикальный профиль градиента плотности в этом случае характеризуется наличием достаточно узкой ( $0,3d$ ) центральной области следа с сильным усилением градиента плотности ( $\Gamma = 0,5$ , где



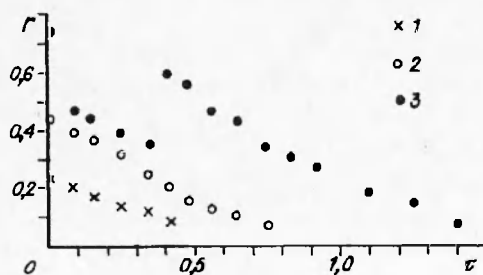


Р и с. 5

$\Gamma = (\partial\rho/\partial z)/(\partial\rho/\partial z)_{\text{ф}}$ ,  $(\partial\rho/\partial z)_{\text{ф}}$  — градиент плотности фона). Рис. 5,  $z$  соответствует пересечению сканирующим лазерным лучом следа в области образования волновихревого завитка. Этот вертикальный профиль характеризуется резким обострением градиента плотности в области плотностных оболочек вихря. Через  $\tau \sim 1,3$  (рис. 5, д) происходит значительное ослабление градиента в плотностных слоях на границах следа и формируется внутренняя структура следа, которая характеризуется плавным изменением вертикального профиля градиента плотности по закону, близкому к линейному.

Существенным элементом плотностного поля за движущимся в стратифицированной среде телом являются оболочки следа с резкими изменениями градиента плотности на малых пространственных масштабах. В проведенных экспериментах были зарегистрированы максимальные значения перепада вертикальной компоненты градиента плотности в плотностных границах следа около 0,75 от фонового градиента, а толщина этих границ по результатам обработки регистрограмм ЛСР составляет  $\sim 0,8$  мм. Однако, поскольку размер зондирующего лазерного пучка в исследуемой области 0,5 мм, возможно, что указанные перепады градиентов плотности в слоях являются заниженными, а толщина слоев — завышенной по сравнению с реальными значениями за счет эффектов пространственного осреднения.

Временные зависимости относительной величины изменения вертикальной компоненты градиента плотности  $\Gamma$  в плотностных оболочках следа приведены на рис. 6 для следующих режимов: 1 —  $Re = 104$ ,  $Fr = 0,07$ ; 2 —  $Re = 128$ ,  $Fr = 0,09$ ; 3 —  $Re = 240$ ,  $Fr = 0,12$  ( $d = 4$  см,  $T_b = 12$  с). В исследованном диапазоне изменения гидродинамических параметров проис-



Р и с. 6

ходит возрастание градиента плотности на границах следа по мере увеличения числа Рейнольдса. При этом в ламинарном режиме наблюдается уменьшение обострения градиента плотности в плотностных слоях, которое за время  $\tau = 0,4$  для  $Re = 104$  и  $\tau = 0,8$  для  $Re = 128$  приводит к их уменьшению до уровня фона. Скорость убывания  $\Gamma$  также является функцией времени и изменя-

Т а б л и ц а 1

Fr	Re	$T_B = 12 \text{ с}, \rho'_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_\Phi = 3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^4$		$T_B = 4,5 \text{ с}, \rho'_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_\Phi = 2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^4$	
		$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial z}, \text{ г/см}^4$	$\Gamma = \rho'/\rho_0$	$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial z}, \text{ г/см}^4$	$\Gamma = \rho'/\rho_0$
0,07	104	$0,72 \cdot 10^{-4}$	0,24	$2,4 \cdot 10^{-4}$	0,12
0,09	128	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,4	$2,4 \cdot 10^{-4}$	0,12
0,12	240	$2,2 \cdot 10^{-4}$	0,74	$2,6 \cdot 10^{-4}$	0,13

ется при  $\tau = 0,25$  для  $Re = 104$  и при  $\tau = 0,5$  для  $Re = 128$ . В режиме  $Re = 240$  наблюдается скачкообразное изменение градиента плотности, связанное с перестройкой структуры течения и дополнительным обострением градиента на плотностных границах формирующихся вихрей. В табл. 1 приведены максимальные значения градиентов плотности на границах следа.

Характерной чертой вертикального профиля градиента плотности в ламинарном следе является усиление градиента внутри следа на постоянное значение. На регистрограммах ЛСР это фиксируется в виде сохранения величины сигнала при сканировании внутри следа (рис. 4, б, в), а в табл. 2 приведены значения этих постоянных величин в исследованных ламинарных режимах.

Область искажения начального градиента плотности перед движущимся в стратифицированной среде телом была классифицирована как область заблокированной жидкости [19]. В случае движения двумерного тела природа явления блокировки объясняется тем, что кинетической энергии частиц жидкости, обтекающих тело, недостаточно для преодоления потенциальной барьера, связанного с начальной стратификацией. Более сложной представляется природа блокировки при движении трехмерного тела, так как появляется возможность его обтекания в горизонтальной плоскости. Но и в этом случае теневая визуализация показывает наличие возмущений перед сферой (см. рис. 3).

В выполненных экспериментах было установлено, что деформация профиля вертикальной компоненты градиента плотности перед движущейся сферой проявляется в ослаблении градиента по сравнению с фоновым уровнем в центральной части области и в усилении его на краях за счет волновых возмущений. Регистрограмма ЛСР и соответствующая ей теневая картина течения перед сферой представлены на рис. 7 ( $Re = 240$ ,  $Fr = 0,12$ ). Максимальные значения амплитуды вертикального профиля градиента плотности  $\Delta \rho' = \rho'_{\max} - \rho'_{\min}$  перед телом для различных режимов приведены в табл. 3. Эти значения увеличиваются с ростом числа Рейнольдса (при фиксированной стратификации) и с уменьшением числа Фруда (при заданной скорости движения). Зависимость градиента в области блокировки  $\Gamma_{\text{бл}}$  от относительного расстояния  $l_x/d$  от сферы представлена на рис. 8 (1 —  $U = 0,32 \text{ см/с}$ ,  $T_B = 12 \text{ с}$ ,  $Re = 128$ ,  $Fr = 0,09$ ; 2 —  $U = 0,6 \text{ см/с}$ ,  $T_B = 12 \text{ с}$ ,  $Re = 240$ ,  $Fr = 0,12$ ; 3 —  $U = 0,6 \text{ см/с}$ ,  $T_B = 4,5 \text{ с}$ ,  $Re = 128$ ,  $Fr = 0,09$ ). Следует отметить, что различия гидродинамических условий не проявляются в вертикальных профилях градиента

Т а б л и ц а 2

Fr	Re	$T_B = 12 \text{ с}, \rho'_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_\Phi = 3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^4$		$T_B = 4,5 \text{ с}, \rho'_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_\Phi = 2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^4$	
		$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial z}, \text{ г/см}^4$	$\Gamma = \rho'/\rho_0$	$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial z}, \text{ г/см}^4$	$\Gamma = \rho'/\rho_0$
0,07	104	$0,12 \cdot 10^{-4}$	0,04	$0,3 \cdot 10^{-4}$	0,015
0,09	128	$0,3 \cdot 10^{-4}$	0,1	$0,6 \cdot 10^{-4}$	0,03



Р и с. 7

плотности перед сферой уже на расстоянии  $l_x/d = 1,5$ , а основные изменения происходят на расстоянии порядка диаметра тела. При  $l_x/d = 4$  профиль плотности перед сферой практически не отличается от фонового распределения.

**Закключение.** Проведенные опыты показывают, что характер деформации поля плотности, вызванный обтеканием препятствий непрерывно стратифицированной жидкостью, обладает рядом специфических особенностей, которые проявляются в *ослаблении* исходного градиента перед телом, в области заблокированной жидкости, *усилении* градиента в плотностном следе за телом и формировании тонких высокоградиентных прослоек на периферии плотностного следа. Характер искажения профиля плотности согласуется со схемой течения, предложенной в [19], и не зависит от тонких деталей системы буксировки тела. Вихревые возмущения перед телом в области взаимодействия пограничного течения с движущейся буксировочной нитью, наблюдаемые в [16], были ошибочно ассоциированы с областью блокировки в [20]. В данной серии экспериментов подвижная буксирующая нить не проходила через центр тела, не наблюдалось

потери устойчивости пограничного течения и вихревые возмущения не образовывались.

Анализ измерений, выполненных ЛСР, и теневых наблюдений по всей совокупности опытов со сферами [6, 16, 18, 19] указывает, что при любых значениях чисел Рейнольдса и Фруда перед препятствием образуется область жидкости с ослабленным значением градиента плотности, который и является наиболее ярким признаком блокировки.

Блокировка, обусловленная совместным влиянием диссипативных эффектов и плавучести, физически проявляется в накоплении перед телом жидкости, собираемой преимущественно с горизонта движения его центра. Степень выравнивания исходного профиля плотности и длина области, в которой наблюдаются аномалии градиента перед телом (высота которой определяется диаметром препятствия, а не длиной присоединенной внутренней волны  $\lambda = UT_b$ ), зависят от его формы, размеров, скорости движения, величины стратификации. Но сам факт ослабления градиента перед телом является универсальным и фиксируется устойчиво во всех экспериментах при обтекании как трехмерных, так и двумерных препятствий (и не зависит от деталей подвески и формы тела).

Усиление градиента в следе за телом связано с этим же эффектом блокировки, когда вытесненная вперед жидкость замещается жидкостью из выше- и нижележащих слоев со своими значениями плотности, между которыми в зависимости от параметров движения могут находиться один высокоградиентный след [5, 21] или два относительно тонких слоя с увеличенным значением градиента плотности [6, 21]. Такая нелокальная картина деформации поля плотности существенно отличается и от модели [2],

Т а б л и ц а 3

Fr	Re	$T_b = 12 \text{ с}, \rho_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^4$	$T_b = 4,5 \text{ с}, \rho_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^4$
		$\Delta\rho' = \rho'_{\max} - \rho'_{\min}, \text{ г/см}^4$	$\Delta\rho' = \rho'_{\max} - \rho'_{\min}, \text{ г/см}^4$
0,07	104	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
0,09	128	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
0,12	240	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$

когда вследствие перемешивания за телом градиент ослабляется в центре и усиливается на периферии следа. В схеме с блокировкой и вытеснением жидкости слой с максимальным значением градиента плотности может находиться в центре плотного следа за телом. В дополнение к относительно плавной деформации в поле градиента плотности формируются весьма тонкие высокоградиентные прослойки, связанные с отрывом плотного пограничного слоя от тела и формированием границы раздела между обтекающей тело жидкостью, которая вначале была впереди, а затем оказалась позади него, и жидкостью в следе, которая состоит из частиц, всегда находившихся позади препятствия в его собственной системе координат. Эти частицы подходят к телу по оси следа, где индуцированная скорость течения выше скорости тела, и уходят на его периферию.

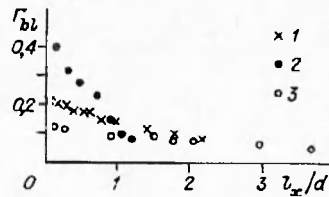


Рис. 8

Хотя по данным измерений градиент плотности в таких прослойках незначительно усиливается по сравнению с исходным, действие этого фактора является достаточно сильным. С ним связано изменение симметрии плотного следа, который имеет призматическую форму в широком диапазоне параметров задачи [18, 22]. Образующиеся прослойки также влияют на устойчивость течения и структуру вихрей [5, 23].

Таким образом, результаты проведенных экспериментов качественно согласуются со схемой течения [19] и указывают на необходимость дальнейшего более детального изучения тонкой структуры спутных стратифицированных течений с целью накопления количественных данных, необходимых для разработки и тестирования адекватных математических моделей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93—05—8291 «Астрофизическая и геофизическая гидродинамика»).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кожевников В.Н. Орографические возмущения в двумерной стационарной задаче // Изв. АН СССР. ФАО. — 1968. — Т. 4, № 1. — С. 33—42.
2. Лыткин Ю.М., Черных Г.Г. Подobie течения по плотностному числу Фруда и баланс энергии при эволюции зоны турбулентного смешения в стратифицированной среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1980. — Вып. 47. — С. 70—89.
3. Букреев В.И., Гусев А.В., Стурова И.В. Генерация внутренних волн при совместном поступательном и колебательном движении цилиндра в двухслойной жидкости // ПМТФ. — 1986. — № 3. — С. 63—70.
4. Bonneton P., Chomaz J.M., Hopfinger E.J. Internal waves produced by the turbulent wake of a sphere moving horizontally in a stratified fluid // J. Fluid Mech. — 1993. — V. 254. — P. 23—40.
5. Воейков И.В., Чашечкин Ю.Д. Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. — 1993. — № 1. — С. 20—26.
6. Сысоева Е.Я., Чашечкин Ю.Д. Вихревые системы спутного стратифицированного течения за сферой // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 4. — С. 82—90.
7. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Докл. РАН. — 1992. — Т. 325, № 4. — С. 833—837.
8. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Влияние диффузионных эффектов на пограничные течения в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. ФАО. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 666—672.
9. Гуменник Е.В., Ринкевичус Б.С. Использование рефракции сканирующего лазерного пучка для исследования структуры прозрачных неоднородностей // ТВТ. — 1987. — Т. 25, № 6. — С. 1191—1200.
10. Гвоздев А.В., Неклюдов В.И., Чашечкин Ю.Д. Сравнительный анализ динамических характеристик контактных преобразователей в непрерывно стратифицированной жидкости // Измер. техника. — 1990. — № 4. — С. 33—35.
11. Гуменник Е.В., Евтихева О.А., Ринкевичус Б.С., Чашечкин Ю.Д. Совместное использование качественных и количественных рефрактометрических методов // ИФЖ. — 1986. — Т. 50, № 4. — С. 597—604.

12. Гуменник Е.В., Чашечкин Ю.Д. Исследование структуры стратифицированных течений методом лазерного сканирования // ПМТФ. — 1990. — № 2. — С. 177—182.
13. Mowbray D.E. The use of schlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified liquids // J.Fluid Mech. — 1967. — V. 27, pt 4. — P. 595—608.
14. Oster G. Density gradients // Scient. Amer. — 1965. — N 12. — P. 70—74.
15. Некрасов В.И., Чашечкин Ю.Д. Измерение скорости и периода колебаний жидкости методом плотностных меток // Метрология. — 1974. — № 11. — С. 36—41.
16. Беляев В.С., Макаров С.А., Чашечкин Ю.Д. Присоединенные внутренние волны. — М., 1983. — (Препр./ИПМ АН СССР; № 214).
17. Попов В.А., Чашечкин Ю.Д. Цветной теневой метод // ДАН СССР. — 1981. — Т. 24, № 5. — С. 1130—1133.
18. Сысоева Е.Я., Чашечкин Ю.Д. Экспериментальное исследование вихревой структуры спутного стратифицированного течения за сферой. — М., 1990. — (Препр./ИПМ АН СССР; № 447).
19. Чашечкин Ю.Д. Гидродинамика сферы в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 1. — С. 3—9.
20. Lin Q., Lindberg W.R., Boyer D.L., Fernando H.J.S. Stratified flow past a sphere // J.Fluid Mech. — 1992. — V. 240. — P. 315—354.
21. Чашечкин Ю.Д., Воейков И.В. Вихревые системы за цилиндром в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. — 1993. — Т. 29, № 6. — P. 821—830.
22. Сысоева Е.Я., Чашечкин Ю.Д. Пространственная структура следа за сферой в стратифицированной жидкости // ПМТФ. — 1988. — № 5. — С. 59—65.
23. Chashechkin Yu.D. Visualization and identification of vortex structures in stratified wakes // Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows: IUTAM Sympos., Poitiers, France, Oct. 1992. — Dordrecht: Kluwer, 1993. — P. 393—403.

г. Москва

Поступила 30/IV 1994 г.

УДК 532.529

*В.Е. Донцов, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев*

### ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ В СУСПЕНЗИИ ЖИДКОСТИ С ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ И ГАЗОВЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ

В литературе достаточно подробно отражено исследование распространения возмущений давления в суспензии жидкости и твердых частиц. В [1, 2] на основе теории многократного рассеивания получены выражения для скорости и коэффициента затухания акустической волны и проведено сравнение с опытными данными. В [3] с использованием модели Био для распространения звука в насыщенных пористых средах получено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных по скорости и затуханию звука в суспензиях. В [4] представлены осредненные уравнения механики дисперсных систем, позволяющие рассматривать эволюцию волн в двухфазных смесях. Большой цикл теоретических и экспериментальных исследований по волновой динамике в газожидкостных средах приведен в [5], а в [6] исследуется распространение волн в пористых средах, насыщенных газожидкостной смесью.

Цель данной работы — экспериментальное изучение эволюции и структуры волн давления умеренной интенсивности в суспензии жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками и обобщение опытных данных на основе проведенного теоретического анализа.

Рассмотрим распространение одномерных возмущений давления в жидкости со взвешенными в ней твердыми шариками и пузырьками газа, предполагая длину волн возмущения много больше размеров шариков, пузырьков и расстояний между ними. Жидкость с пузырьками газа представим как гомогенную среду, имеющую среднюю плотность  $\rho_c$ , давление  $p$

© В.Е. Донцов, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, 1995