

УДК 532.5.011:551.463.2

© 1995 г. В. Е. ПРОХОРОВ, Ю. Д. ЧАЩЕЧКИН

СТРУКТУРА СПУТНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ В ЖИДКОСТИ С ПЕРЕМЕННОЙ ЧАСТОТОЙ ПЛАВУЧЕСТИ ПО ДАННЫМ ЭХОЛОКАЦИОННЫХ И ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

В проведенных экспериментах по акустическому зондированию спутного течения за круговым цилиндром и наблюдениям теневой картины установлено, что, если исходный градиент плотности изменяется на масштабах порядка диаметра цилиндра, в следе могут присутствовать одновременно две различающиеся по параметрам вихревые системы. В частном случае, когда профиль частоты плавучести симметричен и его ось совпадает с линией движения оси цилиндра, вихревые системы по обе стороны следа практически не различаются. Однако при несовпадении осей движения и симметрии наблюдается заметное различие структуры в верхней и нижней частях следа.

Наблюдаемая картина течения соответствует известным диаграммам режимов, приведенным различными авторами, если число Фруда $Fr = u/NR$ задается скоростью u , радиусом цилиндра R и текущим значением частоты плавучести N , которое в данных опытах определялось по характерным периодам колебаний силы объемного рассеяния ультразвука.

Проведен взаимный анализ вертикальных профилей коэффициента обратного рассеяния ультразвука с синхронными теневыми изображениями течения в следе за телом.

Океанские течения, взаимодействуя со стратифицированным полем плотности, порождают слоистые гидрофизические структуры, поведение которых не укладывается в рамки хорошо известных явлений. Недавние исследования спутного течения за цилиндром [1] показали, что в следе с первоначально гладким профилем частоты плавучести появляются прослойки, в которых градиенты плотности превышают фоновые величины более чем на два порядка. С увеличением чисел Фруда и Рейнольдса эти прослойки становятся неустойчивыми, происходит генерация вихрей, содержащих в свою очередь высокоградиентные оконтуривающие оболочки. В таких структурах имеет место существенное различие масштабов изменчивости скорости течения, температуры и солёности.

Отношение масштабов для двух выбранных свойств пропорционально квадратному корню из отношения соответствующих кинетических коэффициентов и может достигать весьма больших величин. Для наиболее различающихся в этом смысле свойств — скорости течения (вязкость $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$) и солёности (коэффициент диффузии соли $D = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$) — отношение масштабов имеет порядок $Sc^{1/2} = 30$, где $Sc = \nu/D$ — число Шмидта. Таким образом, даже сравнительно небольшие сдвиги скорости течения сопровождаются значительными градиентами солёности и, как следствие, плотности.

Эффекты расщепления масштабов ярко выражены в спутных течениях, где имеют место вытеснение жидкости движущимся телом и отрыв погранслоя, в результате чего формируются разрывы плотности, которые благодаря малости коэффициентов вязкости и диффузии соли существуют продолжительное время. Слабая эффективность аналитического и численного подхода к описанию этих явлений стимулировала развитие физического моделирования. В этой области для измерения физических параметров и контроля стратификации жидкости

успешно применяют контактные зонды для измерений электропроводности, температуры, а для визуализации течений — оптические теневые приборы.

Эксперименты по обтеканию тел позволили провести классификацию течений и составить карты режимов [2, 3] в координатах Re , Fr . Здесь $Re = uR/\nu$ — число Рейнольдса, $Fr = u/NR$ — внутреннее число Фруда, u , R — скорость движения и характерный размер (радиус) тела, ν — кинематическая вязкость, $N = \{g(d\rho/dz)/\rho\}^{1/2}$ — частота плавучести, g — ускорение силы тяжести, ρ — плотность жидкости, z — вертикальная координата. В среде с постоянной частотой плавучести течение за телом характеризуется парой чисел Рейнольдса и Фруда.

В случае переменной частоты может быть несколько значений числа Фруда в зависимости от симметрии тела и его положения относительно вертикального профиля частоты плавучести. В последнем случае общепринятая методика измерения частоты плавучести на одном горизонте с помощью контактного зонда перед началом опыта уже не адекватна с точки зрения определения ее текущих локальных значений, так как они заметно искажаются. Более подходящим представляется косвенное определение истинного числа Фруда по длине присоединенной внутренней волны λ_i как $Fr = \lambda_i/2\pi R$ [4]. Однако для реализации такой методики необходима четкая картина нескольких присоединенных внутренних волн, которую не всегда возможно получить в экспериментах.

Следует также отметить, что теневой прибор обладает существенно различными избирательными свойствами и чувствительностью по отношению к отдельным структурным элементам течения в зависимости от установленного визуализирующего экрана. Например, в среде с естественной (вдоль направления силы тяжести) стратификацией выделение тонкоструктурных вертикальных градиентов усложняется из-за того, что под влиянием фонового среднего градиента плотности световой пучок в теневом приборе отклоняется за пределы рабочего поля зрения. В таких случаях используют вертикальные экраны (нож, нить), которые делают прибор чувствительным к горизонтальным компонентам градиента и невосприимчивым к вертикальным. Наблюдаемое при этом чередование темных и светлых горизонтальных полос не всегда является признаком наличия слоев с высокими вертикальными градиентами.

Перечисленные проблемы могут быть в значительной степени решены, если в качестве дополнительного измерительного средства применять лабораторный гидролокатор, луч которого направлен по вертикали. Известно, что тонкоструктурные неоднородности плотности и скорости звука являются рассеивателями звуковых волн [5]. И если в природных условиях существует проблема их идентификации на фоне дискретных рассеивателей, то в лаборатории сравнительно легко создать стратифицированную жидкость без посторонних включений. Здесь лабораторная эхолокация становится эффективной благодаря приемлемой величине скорости распространения звука в воде ($c = 0,15$ см/мкс), что дает возможность легко осуществить временную селекцию эхоимпульсов в условиях компактных лабораторных бассейнов и тем самым произвольно задавать местоположение и размеры исследуемого объема жидкости. Кроме того, длина звуковой волны $\lambda = c/f$ оказывается соразмерной с внутренними масштабами тонкой структуры в удобном с точки зрения технической реализации диапазоне частот звука.

Ранее проводились лабораторные исследования рассеяния высокочастотного ультразвука на структурных элементах стратифицированных течений. Зависимости интенсивности рассеяния от отношения длины звуковой волны к внутреннему масштабу в турбулентной притоленной струе получены в [6]. Влияние рассеивателей поверхностного (градиентного) и объемного типов в формировании обратного рассеяния изучалось в экспериментах по эхолокации нестационарных течений [7] и следа за цилиндром [8], где также была подтверждена эффективность методики лабораторной эхолокации для измерения текущих параметров

неоднородностей: положения в пространстве, размеров, времени жизни, характерных периодов.

Следует отметить, что в [6] контроль параметров течения осуществлялся с помощью контактных датчиков электропроводности, а в [7—9] проводились комплексные исследования с использованием лабораторных гидролокационных, контактных и оптических теневых методов. Во всех случаях изучалось течение в среде с постоянным градиентом плотности. Однако в природных условиях в океане и атмосфере часто встречается ситуация, когда слой основного пикноклина расщеплен на несколько участков, различающихся градиентом плотности.

Ниже приводятся результаты лабораторного моделирования такой ситуации: исследуется спутное течение за горизонтальным цилиндром в среде с переменной частотой плавучести методом акустического зондирования с одновременным оптическим теневым наблюдением.

Эксперименты выполнены в бассейне из оргстекла размерами $240 \times 40 \times 60$ см³, в котором создавалась солевая стратификация по методу непрерывного вытеснения жидкости снизу. Бассейн снабжен оптическими плоскопараллельными стеклами и оборудован системой теневой визуализации и фоторегистрации картины течения на базе прибора ИАБ-458 и синхронизируемой автоматической фотокамеры РФК-5.

В качестве визуализирующего элемента в теневом приборе применялись вертикальные щелевой источник света и плоский затеняющий нож. Такая конфигурация чувствительна к горизонтальным градиентам оптического показателя преломления или плотности, которые связаны между собой линейным соотношением.

Контроль стратификации и измерение профиля частоты плавучести проводились с помощью микроконтактных зондов удельной электропроводности, входящих в состав модельных установок лаборатории механики жидкостей ИПМ РАН.

Акустическое зондирование течения осуществлялось с помощью лабораторного гидролокатора, который включает в себя аналоговый и цифровой блоки. В аналоговый блок входят антенна (пьезокерамический диск диаметром $a = 2,5$ см с заглушающим экраном), усилитель мощности, устройство автоматической временной регулировки усиления, генератор радиоимпульсов и амплитудный детектор. Цифровой блок представлен специальным интерфейсом, обеспечивающим высокоскоростное преобразование данных и передачу их в память компьютера IBM PC со скоростью до $1,2 \cdot 10^7$ бит/с.

Зондирование проводилось по вертикали в диапазоне глубин 20 см (по 10 см вверх и вниз от оси движения цилиндра), при этом разрешение по глубине составляло 0,12 см, период измерения профилей уровня обратного рассеяния 0,16 с. Полное время эхолотирования равнялось 40 с, в течение которых снималось 500 вертикальных профилей уровня эхосигнала.

Цилиндр имел радиус $R = 3,5$ см и длину 40 см, равную ширине бассейна. Он буксировался на двух ножевых подпорках с постоянной скоростью $u = 0,5$ см/с. Соответственно число $Re = 2uR/\nu = 350$.

В начале эксперимента измерялся вертикальный профиль удельной электропроводности и период плавучести на нескольких горизонтах и по этим данным рассчитывался профиль частоты плавучести. Затем гидролокатор включался в режим измерения амплитуды донного отражения, которая в последующем использовалась для расчета коэффициента рассеяния от структурных неоднородностей.

Буксировка цилиндра начиналась от торцевой стенки бассейна. В ходе движения контролировалась изменчивость структуры поля плотности по теневой картине. Сразу же после пересечения цилиндром зоны звукового пучка включался приемный тракт гидролокатора и одновременно начиналась выборочная фотосъемка картины течения, синхронизируемая с измеряемым в данный момент профилем звукорассеяния.

Для оценки рассеивающих свойств микроструктурных неоднородностей выбран коэффициент рассеяния

$$n = A_s/A_i = \alpha A_s/A_b \quad (1)$$

где $\alpha^2 = 0,1$ — коэффициент рассеяния мощности от дна бассейна, A_s , A_b — уровни экосигнала от неоднородностей и дна бассейна, A_i — уровень излучаемого сигнала, а также сечение обратного объемного рассеяния

$$m_v = (A_s/A_i)^2 S_a/V_s \quad (2)$$

где S_a — площадь излучающей поверхности антенны, V_s — рассеивающий объем, который выражается через длительность излучаемого звукового импульса τ и скорость звука c как $V_s = S_a c \tau / 2$. Учитывая это, получим из (1) и (2)

$$m_v = 2n^2/c\tau \quad (3)$$

Первый опыт проводился с остановкой цилиндра в пределах поля зрения теневого прибора. Теневые картины течения и соответствующие им вертикальные профили коэффициента рассеяния для различных возрастов следа показаны на фиг. 1. Возраст следа, отсчитываемый от момента, когда центр цилиндра пересекает вертикальную ось поля зрения теневого прибора, составляет для правой и левой фотографий фиг. 1, а, б соответственно 26 и 18 с, а для фотографий в, г и д — 36, 53 и 58 с.

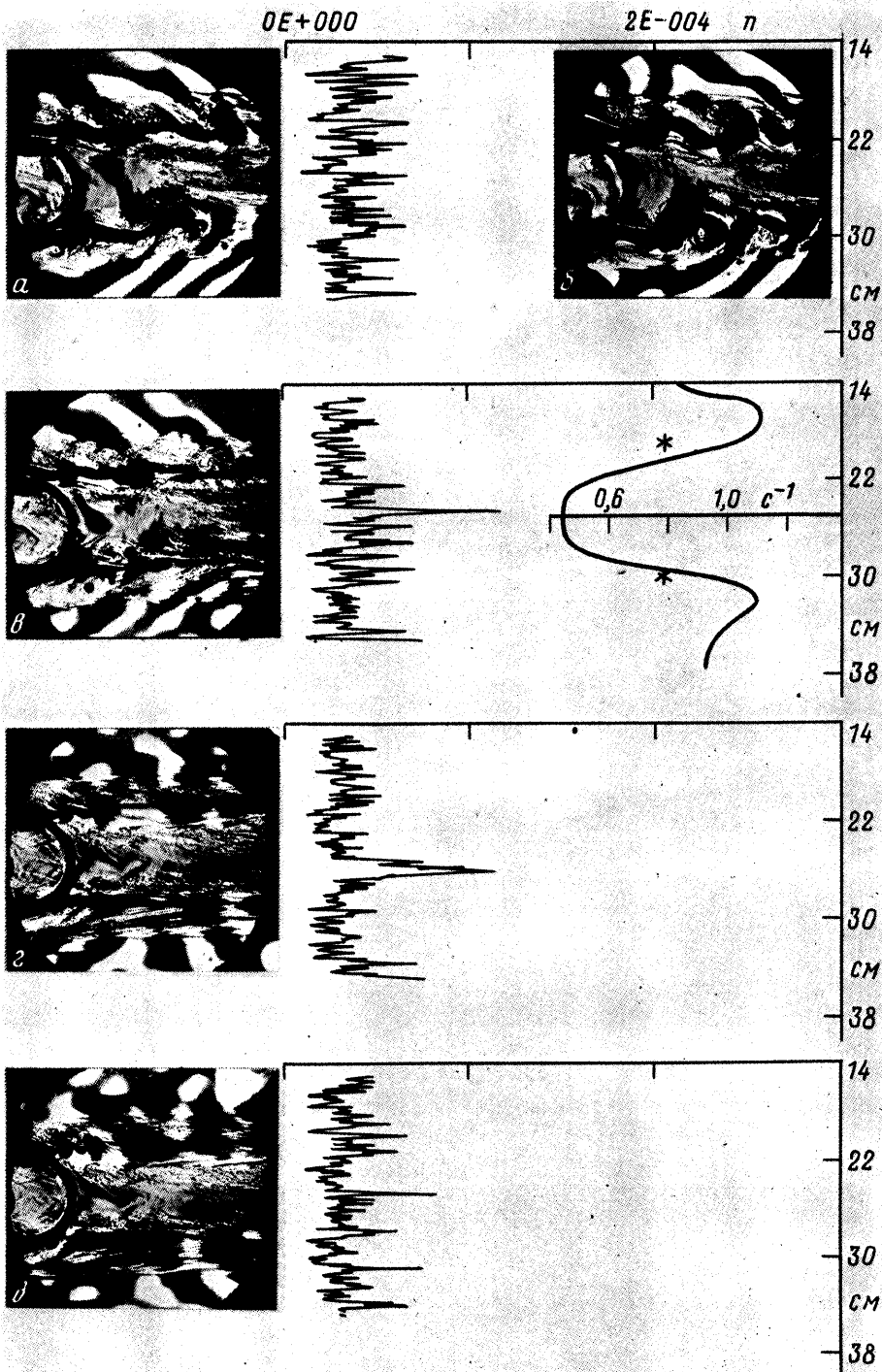
На фиг. 1, в (справа) нанесен вертикальный профиль частоты плавучести $N(z)$. Линия движения цилиндра практически совпадает с осью симметрии профиля, при этом диаметрально противоположные точки цилиндра расположены на горизонтах с $N = 0,6 \text{ с}^{-1}$. В этом случае течение характеризуется двумя безразмерными параметрами $Re = 350$ и $Fr = u/NR = 0,22$, что соответствует режиму цепочки висящих вихрей [3]. Изолированные вихри располагаются на верхней и нижней границах плотностного следа (фиг. 1, а, б). Каждый вихрь представляет собой диполь с выраженной циклонической частью и протяженной антициклонической. Центры вихревых систем расположены во впадинах присоединенных внутренних волн. На фиг. 1, б видно, что межцентровое расстояние у диполей находится в пределах 5—6 см, а длина присоединенной внутренней волны λ_i , измеренная по нормали к фазовой поверхности, в нижней части следа оказалась равной 3 см, а в верхней части — 4 см.

Как известно, локальная частота плавучести N^* может быть рассчитана как $N^* = 2\pi u/\lambda_i$. Значения N^* для горизонтов 19 и 29 см, вблизи которых наблюдаются вихри, отмечены знаком «*» на профиле фонового распределения $N(z)$. Заметное отклонение N^* от фонового профиля указывает на то, что в следе меняется исходное распределение плотности. Для восстановления исходного профиля требуется около 2 ч.

С увеличением возраста в картине течения начинают преобладать слабоискривленные прослойки, вытянутые в горизонтальном направлении с относительно небольшим наклоном. Такая картина характерна для течения со слабо развитым вертикальным движением, которое еще заметно на границах следа в зонах, где живут и разрушаются вихри (фиг. 1, а, в — верхняя граница). Вертикальный перенос локализован фактически внутри отдельных небольших вихрей, разреженных по горизонтали, поэтому такая структура не создает резких акустических контрастов. На профилях коэффициента рассеяния видно, что рассеяние практически однородно во всем диапазоне глубин следа; слабые выбросы отмечаются лишь в центре следа (фиг. 1, в, г).

Анализ уравнения рассеяния звука на неоднородностях водной среды [10] показывает, что в лабораторных условиях амплитуду давления P_s в рассеянной звуковой волне можно выразить через давление излучаемой волны $P_0 \exp(ikr)$

$$P_s = \frac{P_0}{4\pi} \int_{V_s} \left(2k^2 \frac{c'}{c} + k \frac{\nabla \rho'}{\rho} \right) \frac{\exp(2ikr)}{r} dV$$



Фиг. 1

где c'/c — относительная флуктуация скорости звука, $\nabla\rho'$ — локальный градиент плотности, r — радиус-вектор из точки рассеяния в точку приема, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число звука.

В случае вертикального зондирования это выражение переходит в

$$P_s = \frac{P_0 k^2}{4\pi} \int \left(2 \frac{c'}{c} + \frac{\lambda/\Lambda'}{2\pi} \right) \frac{\exp(2ikr)}{r} dV \quad (4)$$

где $\Lambda' = \rho/(\partial\rho'/\partial z)$ — локальный масштаб плавучести.

Первый тип рассеивателей c'/c является изотропным и в стратифицированной среде оценивается как $c' = \gamma\xi$, где γ — фоновый градиент скорости звука, ξ — средняя по пространству величина смещения жидкой частицы. Второй тип λ/Λ' — дипольный и его интенсивность определяется длиной звуковой волны и флуктуациями градиента плотности.

На картине течения на фиг. 1 видно, что для всех возрастов уровень рассеяния мал по всей глубине следа. Это говорит о слабой интенсивности вертикальных движений (величина c'/c мала) и незначительности локальных вертикальных градиентов плотности внутри следа. Контрастность границ оптического изображения поддерживается благодаря горизонтальным градиентам, которые и визуализируются вертикальным световым ножом.

Ситуация резко меняется, если ось движения цилиндра сместить вниз (фиг. 2, б). В этом случае жидкость, окружающая цилиндр, становится существенно неоднородной по градиенту. Такое течение характеризуется уже двумя значениями числа Фруда: для верхней половины следа $Fr_u = u/N_u R$ и для нижней $Fr_b = u/N_b R$.

На фиг. 2 показаны результаты опыта, проведенного спустя 2 ч после предыдущего. На фото фиг. 2, б показана начальная стадия следа, на фиг. 2, а возраст равен 30 с, а на фотографиях в, г и д возраст составляет соответственно 41, 64 и 70 с. Перед началом опыта цилиндр был смещен вниз на 3 см так, что верхняя точка находилась на горизонте с $N = 0,45 \text{ с}^{-1}$, тогда как нижняя — в слое с $N = 1,1 \text{ с}^{-1}$. Соответственно для верхней и нижней точек числа Фруда, вычисленные по исходному профилю частоты плавучести, равны $Fr_u = 0,3$ и $Fr_b = 0,12$. Величина Fr_u по-прежнему принадлежит диапазону режима цепочки висящих диполей, тогда как Fr_b уже выпадает из него. Тем не менее влияние изолированных висящих вихрей сохраняется в обеих половинах следа, хотя проявляется по-разному.

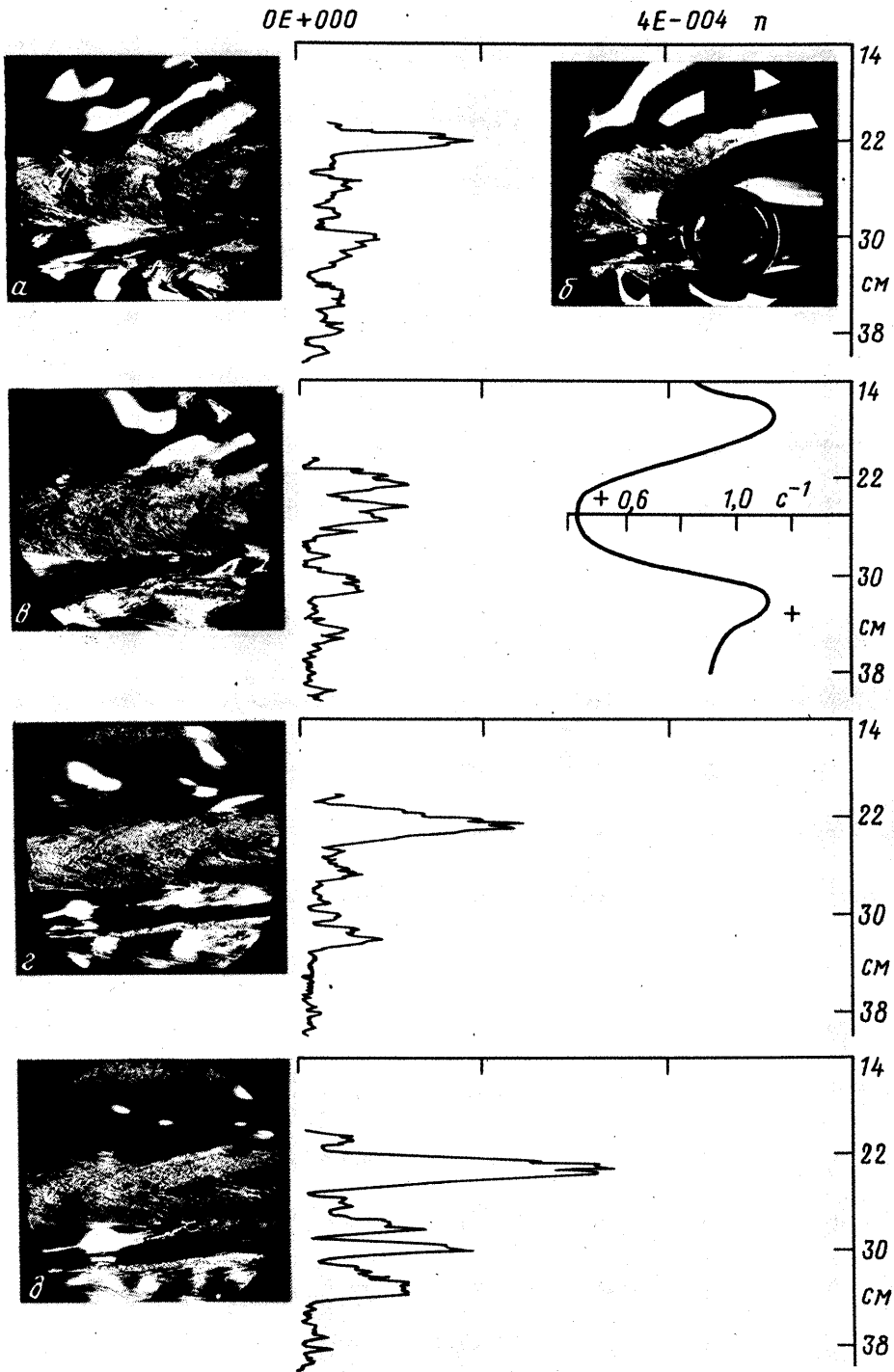
В верхней части следа градиент плотности стал слабее по сравнению с предыдущим экспериментом, что сказалось в увеличении длины присоединенной внутренней волны ($\lambda_i = 4,5 \text{ см}$), размера висящего вихря (на фото фиг. 2, б темно-серое вытянутое по горизонтали диффузное пятно с центром на уровне 23 см) и появлении крупномасштабной пульсации центральной части следа (треугольник с основанием на оси следа и высотой 4 см).

В нижней высокоградиентной части размеры этих элементов заметно меньше: длина волны около 2,5 см, амплитуда пульсации 2 см, а сам вихрь едва выделяется на пересечении горизонта 34 см с центральной вертикалью.

Вычисленные по измеренной длине волны λ_i значения локальной частоты плавучести для горизонтов 23 и 34 см отмечены на фоновом профиле на фиг. 2, в знаком плюс. Здесь отклонения от исходных величин стали заметнее, что связано с более размытой картиной внутренних волн, а также с возможной необратимой деформацией исходного профиля $N(z)$ после предыдущей буксировки цилиндра.

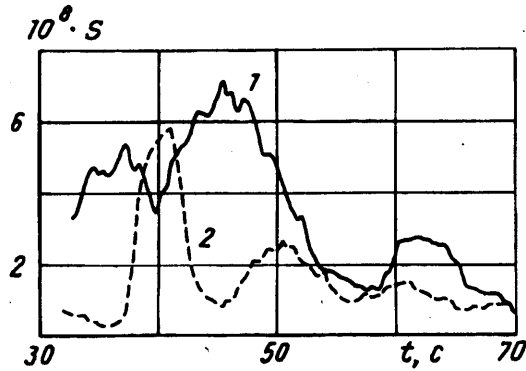
Качественное совпадение картины течения с режимом цепочки висящих вихрей и несоответствие диапазону значений Fr , N , вычисленных по фоновому профилю частоты плавучести, говорят о том, что реальные значения этих величин заметно изменились. Ниже они будут уточнены по данным акустического зондирования.

На вертикальных профилях коэффициента рассеяния (фиг. 2) отмечаются следующие особенности. На всех возрастах следа присутствует обособленный пик — главный максимум эхосигнала, передний фронт которого совпадает с верхней границей области микроструктурной неустойчивости, расположенной



Фиг. 2

между горизонтами 21 и 28 см. Протяженность пика составляет около 3 см. Пики примерно такой же ширины наблюдаются на ранних (фиг. 2, *a*, *б*, горизонт 29 см) и поздних (фиг. 2, *г*, *д*, горизонт 31 см) стадиях развития следа. Так



Фиг. 3

как протяженность пиков равна пространственной ширине звукового импульса $ct/2 = 3$ см, то естественно считать его результатом отражения от горизонтальной границы раздела. В первом случае это верхняя граница слоя микроструктурной неустойчивости, во втором — поверхность раздела, образующаяся на оси движения цилиндра (горизонт 29 см), а в третьем — граница очень тонкого слоя, в котором также имеются элементы микроструктурной неустойчивости.

Обращает на себя внимание совпадение позиций слоев на поздней стадии следа (фиг. 2, д) и появившихся к этому времени пиков эхосигналов (горизонты 26, 28 и 30 см). Слои наблюдаются в виде чередующихся темных и светлых языков разной длины, причем чем больше длина языка, тем выше уровень рассеяния. Здесь также имеет место поверхностный тип рассеяния, однако ввиду тесного расположения слоев они формируют общий продолжительный эхосигнал с отдельными короткими пиками, амплитуда которых пропорциональна глубине проникновения соответствующего языка в зону звукового пучка.

Таким образом, результаты эхолокации говорят о том, что в данном случае видимая картина вертикальной расслоенности в основном соответствует реальной, а наблюдаемые границы по своей природе близки к поверхностям разрыва, точнее, их эффективная толщина должна быть меньше $\lambda/4\pi = 0,01$ см, что согласуется с прямыми измерениями толщины прослоек контактными измерителями [1].

Как указывалось выше, в случае движения цилиндра вдоль оси симметрии профиля $N(z)$ параметры F_r , N оказываются примерно одинаковыми по обе стороны от оси движения. Теперь же, когда ось движения смещена вниз, это не так и по существу возраст следа в терминах безразмерного времени выражается разными величинами по обе стороны от оси. Это хорошо видно на фиг. 2: с увеличением времени нижняя половина становится заметно более расслоенной по сравнению с верхней, что характерно для более зрелых стадий стратифицированных течений. Оценка возраста следа t/T_0 по исходному распределению $N(z)$ в данном случае некорректна, поскольку реальные значения периода плавленности отличаются от фоновых. Однако существует принципиальная возможность их определения с использованием данных эхолокационных измерений. Для этого удобно воспользоваться таким параметром, как сила объемного рассеяния $S = \int_{\Delta z} m_v dz$, которая является безразмерной и характеризует рассеивающие свойства слоя жидкости толщиной $\Delta z = z_1 - z_2$.

Получив значения S для каждого профиля звукорассеяния, можно построить зависимость от времени $S(t)$, поскольку профили разделены временным интервалом 0,16 с. На фиг. 3 приведена зависимость $S(t)$ для двух слоев толщиной $\Delta z = 9$ см каждый, расположенных по обе стороны от оси следа — горизонта 29 см

(кривые 1, 2 — соответственно верхняя и нижняя части следа). В полученных кривых явно выделяются периодические колебания: 8 и 16 с в верхней части и 10 с — в нижней. Эти периоды суть не что иное, как периоды свободных колебаний жидкости в выделенных слоях, причем в верхнем слое основные колебания имеют период 16 с, а 8-секундные колебания представляют вторую гармонику. Это дает основание считать действительные средние значения частоты плавучести в верхней и нижней частях следа равными соответственно $N_u = 2\pi/16 = 0,4\text{с}^{-1}$ и $N_b = 2\pi/10 = 0,6\text{с}^{-1}$. Тогда значения числа Фруда оказываются равными $Fr_u = 0,33$ и $Fr_b = 0,22$. Эти параметры примерно вдвое отличаются от оценок, полученных выше. Теперь они уже полностью укладываются в диапазон режима висящих вихрей, что и показывает наблюдаемая теневая картина течения.

В целом по результатам работы можно сделать следующие выводы.

Рассеяние звука на структурных неоднородностях спутного течения близко по природе к отражению от поверхностей раздела, пространственное положение которых совпадает с границами наиболее мощных прослоек в теневой картине течения. Толщина приграничных плотностных переходов на таких прослойках меньше величины $\lambda/4\lambda$.

Параметры вертикальной структуры спутного течения цилиндра зависят от взаимного положения оси движения и оси симметрии вертикального профиля частоты плавучести. По данным эхолокационных измерений при их совпадении вертикальные градиенты в следе невелики. В то же время теневая картина течения, визуализированная вертикальным световым ножом, выглядит достаточно контрастной, что говорит о сравнительно больших значениях горизонтальных градиентов. Смещение оси движения в область сильной изменчивости градиента плотности заметно меняет картину течения и характер рассеяния, хотя режим движения качественно не меняется. Анализ профилей уровня рассеяния и теневых изображений показывает, что в этом случае горизонтальные границы прослоек в основном соответствуют высоким вертикальным градиентам.

Особенностью спутного течения за цилиндром в среде с неоднородным градиентом является различие в режимах движения по обе стороны от оси движения. Локальные значения частоты плавучести и числа Фруда, полученные для данного сечения следа по эхолокационному измерению характерных периодов во временной зависимости силы обратного рассеяния, соответствуют виду спутного течения по карте режимов [2], если в расчетах параметров режима в качестве вертикального масштаба выбрать радиус цилиндра R . Такой подход вполне обоснован, поскольку спутное течение в неоднородно стратифицированной жидкости может содержать внутри себя две различные вихревые системы одновременно, о чем свидетельствует заметное различие характерных размеров однотипных структурных элементов по обе стороны от оси следа.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воейков И. В., Чашечкин Ю. Д. Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 20—26.
2. Boyer D., Davies P. A., Fernando H., Zhang X. Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1989. V. 328. № 1601. P. 501—528.
3. Чашечкин Ю. Д., Воейков И. В. Вихревые системы за цилиндром в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 6. С. 821—830.

4. Макаров С. В., Чашечкин Ю. Д. Присоединенные внутренние волны в жидкости с экспоненциальным распределением плотности//ПМТФ. 1981. № 6. С. 47—54.
5. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1975. 170 с.
6. Brandt A. Acoustic return from density fluctuations in turbulent jets//Proc. 11th IEEE Conf. Eng. Ocean Environ. and Mar. Technol. San Diego, Calif., 1975. N. Y.: IEEE, 1975. P. 8—13.
7. Прохоров В. Е. Дистанционное измерение параметров динамических неоднородностей в стратифицированной жидкости//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 1. С. 90—94.
8. Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д., Воейков И. В. Наблюдение течения за цилиндром в стратифицированной среде оптическим и акустическим методами//ПМТФ. 1993. Т. 34. № 3. С. 68—74.
9. Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д. Ультразвуковое зондирование в модельном гидрофизическом эксперименте: Препринт № 514. М.: Ин-т пробл. механики РАН, 1992. 50 с.
10. Goodman L. Acoustic scattering from ocean microstructure//J. Geophys. Res. 1990. V. 95. № C7. P. 1557—1573.

Москва

Поступила в редакцию
10.VI.1994