

УДК 532.5.013.4:551.465.41

## СТРУКТУРА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО ЦИЛИНДРА ПРИ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ВНУТРЕННЕГО ЧИСЛА ФРУДА

В. В. Миткин, Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва

Теневым методом визуализирована картина около горизонтального цилиндра, буксируемого с постоянной скоростью в непрерывно стратифицированной жидкости. Приведены значения скорости в опережающем возмущении — внутри области блокировки течения перед телом. В отстающем следе выделен новый класс мелкомасштабных структур в поле градиента плотности на фоне гладкого профиля скорости. Прослежена эволюция картины течения при изменении параметров движения тела.

Измерения с помощью высокочувствительных приборов, которые начали систематически проводиться с конца 60-х гг., показали, что как вертикальные профили, так и горизонтальные сечения физических полей океана и атмосферы характеризуются большим количеством регулярных тонкоструктурных деталей, причем более толстые однородные слои разделены тонкими высокоградиентными прослойками или фронтами. На прослойках могут возбуждаться специфические внутренние волны и локализованные мелкомасштабные вихри, образующие волновихревую турбулентность, которая наблюдалась в сезонном термоклине [1] и в более глубоких слоях океана. Однако данных натурных наблюдений оказалось недостаточно для идентификации механизмов формирования и поддержания разрывов плотности и ее градиентов, компенсирующих сглаживающее действие диффузионных процессов, а также оценки влияния искажения поля плотности на устойчивость течений и перенос активных или пассивных примесей.

Удобным объектом для изучения перестройки непрерывной стратификации и устойчивости возникающих структур оказались дву- и трехмерные спутные течения [2–5]. Контактные измерения показали, что на высокоградиентных прослойках, ограничивающих двумерный ламинарный след, исходный градиент плотности усиливается в 10–150 раз [4]. В следе, наряду с крупномасштабными вихрями, наблюдаются и мелкомасштабные, их размер определяется толщиной прослойки. Примеры различных типов неустойчивости спутного течения, приводящих к формированию «копьевидных» структур в отстающем следе, волновихревых бурунов и высокоградиентных прослоек позади висящих вихрей, приведены в [5].

Разрывы плотности и ее градиента являются важным элементом спутного течения в первоначально непрерывно стратифицированной жидкости. Они ограничивают области существования таких крупномасштабных явлений, как присоединенные внутренние волны, вихри и вихревые сборки (как висящие, так и погруженные в след), влияют на перенос активных и пассивных примесей, распространение электромагнитных и акустических волн.

Целью данной работы является изучение одного из типов мелкомасштабных структур, возникновение которых связано с ранее не исследованной неустойчивостью течения в непосредственной окрестности тела, движущегося с постоянной скоростью в покоящейся

глубокой непрерывно стратифицированной жидкости.

**Определяющие параметры.** Полная система уравнений гидродинамики, описывающая обтекание препятствий неоднородной жидкости, включает уравнения состояния, неразрывности, сохранения соли, движения и граничные условия (прилипания для скорости и непротекания для вещества на поверхности тела).

Стратифицированная жидкость является неравновесной средой, в которой на наклонных непроницаемых границах, прерывающих молекулярный поток стратифицирующей компоненты, формируются индуцированные диффузией компенсационные течения даже при отсутствии внешних возмущений [6]. Эти пограничные течения характеризуются различными масштабами изменчивости скорости и плотности (солености), отношение которых не зависит от времени и определяется значением числа Шмидта. Эти особенности сохраняются и при отрыве расщепленного пограничного слоя от тела. Соответственно в потоке можно выделить области (высокоградиентные прослойки), находящиеся как в непосредственной окрестности, так и на значительных расстояниях от тела, в динамике которых проявляются молекулярные свойства среды.

Размерными параметрами задачи обтекания препятствия стратифицированным потоком являются: плотность  $\rho_0$  и ее градиент  $d\rho_0/dz$ , коэффициенты кинематической вязкости  $\nu$  и диффузии соли  $k_s$ , скорость  $U$  и размер тела  $D$ , ускорение свободного падения  $g$ . Методически более обосновано рассмотрение однородных величин, в данном случае с размерностью длины. Эта процедура не является формальной: каждому масштабу может быть поставлен в соответствие определенный структурный элемент течения (или геометрии задачи), размер которого он и характеризует.

Базовыми масштабами при таком подходе являются: масштаб плавучести  $\Lambda = |d(\ln \rho_0)/dz|^{-1}$  (ось  $z$  вертикальна); размер тела (диаметр  $D$  для цилиндра); длина присоединенной внутренней волны  $\lambda = UT_b = 2\pi U/N$  ( $T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$  — период плавучести, где  $N$  — частота); толщина скоростного  $\delta_\nu = \nu/U$  и плотностного  $\delta_\rho = k_s/U$  пограничных слоев. На их основе строится счетное множество комбинационных масштабов  $L_c = a+b+\sqrt[3]{L_1^a L_2^b} \dots$ . Производные масштабы имеют различную природу: одни характеризуют геометрию процесса (в том числе размеры основных структурных элементов, среди которых можно выделить вязкий волновой масштаб  $L_\nu = \sqrt[3]{\Lambda \lambda \delta_\nu} = \sqrt[3]{g\nu/N}$ , связанный с модальной структурой гармонических внутренних волн и размером вихрей в следе за цилиндром, или толщину их границ [3]), другие — трансляционные свойства, третьи — явления, обусловленные диссипативными факторами: вязкостью ( $\delta_N = \sqrt{\nu/N}$ ) и диффузией ( $\delta_d = \sqrt{k_s/N}$ ). Из производных масштабов, которые зависят от нескольких кинетических коэффициентов, можно выделить масштаб  $L_w = \sqrt[4]{\nu k_s/N^2}$ , характеризующий внутренние волны нулевой частоты (диссипативно-гравитационные волны в задачах конвекции [7]).

Традиционные безразмерные параметры задачи при таком подходе определяются как отношения базовых масштабов. Так, число Рейнольдса  $Re = D/\delta_\nu = UD/\nu$  есть отношение характерного размера тела к масштабу вязкого пограничного слоя, аналогично число Пекле  $Pe = D/\delta_\rho = UD/k_s$  есть отношение характерного размера тела к масштабу плотностного пограничного слоя, внутреннее число Фруда  $Fr = \lambda/2\pi D = U/ND$  — отношение длины присоединенной внутренней волны к характерному размеру тела,  $C = \Lambda/D$  — отношение масштабов. Число Шмидта является производным параметром  $Sc = Pe/Re$ .

В проведенной серии опытов значения основных параметров выбирались из условия устойчивости известных структурных элементов течения (опережающего возмущения, отстающего следа, присоединенных внутренних волн). Тем не менее замечены такие ком-

бинации параметров, при которых в потоке появляются характерные мелкомасштабные структурные элементы, степень выраженности которых плавно меняется при монотонном изменении одного из размерных параметров (скорости или диаметра тела). Анализ предыдущих экспериментов [3–5] показывает, что такие явления могут наблюдаться при умеренных значениях числа Рейнольдса ( $Re < 100$ ), когда течение устойчиво по отношению к крупномасштабным вихревым возмущениям, и малых значениях числа Фруда ( $Fr < 0,1$ ). В этой связи методика эксперимента выбиралась из условия одновременной визуализации крупно- и мелкомасштабных структурных элементов. Наиболее удобным для этой задачи оказался метод Максутова с вертикальной осветительной щелью и плоской или нитевидной диафрагмой.

**Методика эксперимента.** Опыты выполнены в бассейне размером  $240 \times 40 \times 60$  см с прозрачными стенками. Бассейн заполнялся линейно стратифицированным водным раствором поваренной соли методом непрерывного вытеснения. Период плаваемости  $T_b$  измерялся перед каждым опытом по регистрограмме осцилляций плотностной метки датчиком электропроводности (погрешность не более 5%). В данной серии опытов он составлял 6,8 с и постепенно увеличивался до 7,7 с за счет естественной диффузии и перемешивания жидкости.

Изучалась картина течения за горизонтальным цилиндром диаметром  $D = 2,5; 5,0; 7,6$  см, который буксировался с постоянной скоростью в центре бассейна. Цилиндр с помощью тонких ножей крепился к каретке, которая перемещалась по направляющим со скоростью  $U = 0,024 \div 1,0$  см/с (шаг  $\Delta U = 0,02$  см/с, погрешность определения скорости не хуже 5%) и перед началом каждого опыта устанавливался у торцевой стенки бассейна. Условия экспериментов ( $C = 150 \div 560$ ;  $Fr = 0,004 \div 0,044$ ;  $Re = 16,5 \div 167$ ) соответствуют ламинарному следу на диаграмме режимов [2, 3, 8].

Визуализация проводилась теневым прибором ИАБ-458 методом Максутова в двух модификациях: «вертикальная щель — нож» или «щель — нить в фокусе». Первый способ визуализирует горизонтальную компоненту коэффициента преломления, второй — ее модуль. Плотностные метки создавались вертикально всплывающими газовыми пузырьками или падающими кристаллами сахара. Типичное время жизни метки составляет 40–100 с, ее толщина — не более 1 мм.

**Основные результаты.** Типичные кинограммы стратифицированного течения около горизонтального цилиндра (метод «щель — нож») приведены на рис. 1. Во всех случаях тело движется справа налево.

Ранее проведенные опыты [4] показали, что в ламинарном режиме отчетливо видны границы области заблокированной жидкости перед телом, высокоградиентная оболочка плотностного следа позади тела и всего одна опережающая тело внутренняя волна. В данной серии экспериментов условия опытов [4] были воспроизведены и взяты в качестве начальных при изучении формирования высокоградиентных прослоек. При  $T_b = 7,6$ ,  $D = 5$  см,  $U = 0,033$  см/с,  $C = 287$ ,  $Re = 16,5$ ,  $Fr = 0,008$  угол примыкания границы заблокированной жидкости, отсчитываемый от передней точки торможения,  $\varphi_a = 55^\circ$ , угол примыкания прослоек в отстающем следе, отсчитываемый от задней точки торможения,  $\varphi_s = 40^\circ$ . По измерениям смещений плотностной метки получено, что максимальная скорость в центре следа превышает скорость тела из-за некоторого общего поджатия спутного течения. Толщина слоя сдвига скорости на границе следа составляет  $\delta_u \approx 1$  см, максимальная частота сдвига  $\omega_u = du/dz = 0,053$  с<sup>-1</sup>, т. е. одного порядка с частотой сдвига перед телом, локальное градиентное число Ричардсона, построенное по невозмущенной частоте плаваемости  $Ri_0 = N_0^2/\omega_u^2 = 290 \gg 1$ , в течении нет других микроструктурных неоднородностей, кроме почти горизонтальных высокоградиентных прослоек, оконтуривающих плотностной след.

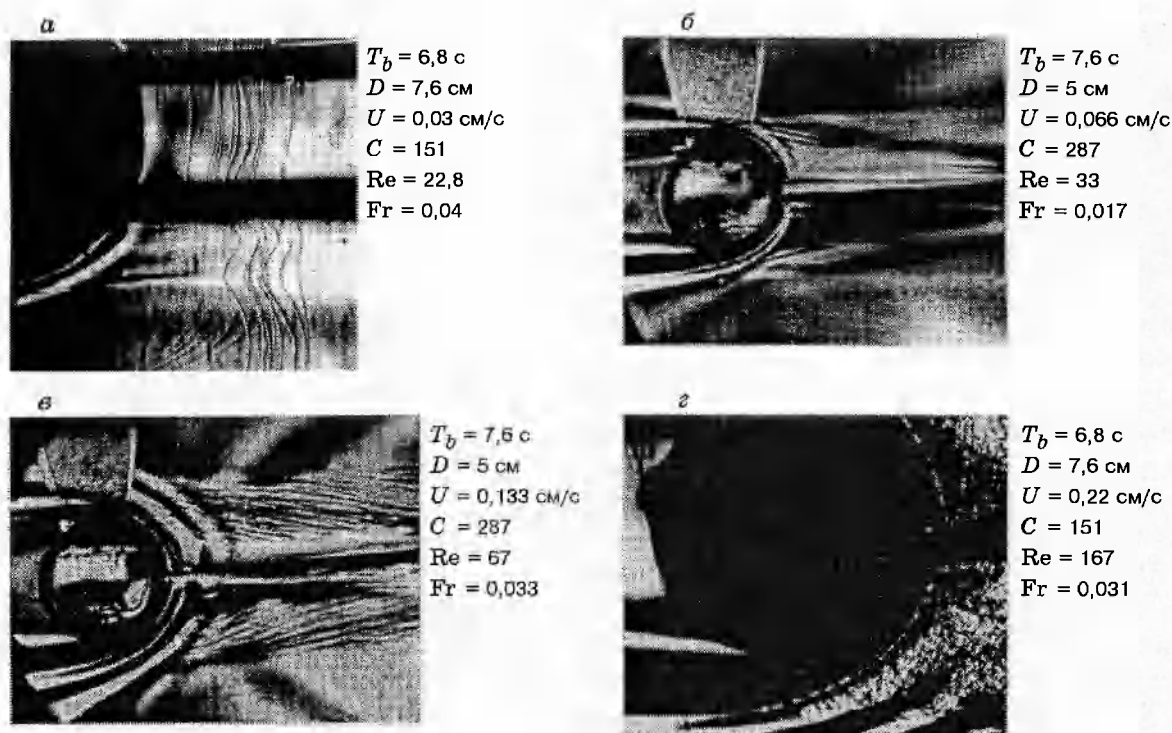


Рис. 1. Теневые кинограммы мелкомасштабных структур, порождаемых неустойчивостью плотностного пограничного слоя на цилиндре, в непрерывно стратифицированной жидкости

С увеличением диаметра тела и уменьшением числа Фруда в отстающем следе появляются одиночные разрывы в поле градиента плотности, которые имеют вид коротких складок толщиной  $\delta \approx 0,1$  см и длиной  $l \sim 3,5$  см, расположенных на расстоянии около 4 см от оси следа (рис. 1, а). Угол отрыва высокоградиентных оболочек плотностного следа, отсчитываемый от задней точки торможения, составляет  $35^\circ$ , угол отрыва мелкомасштабных неоднородностей существенно больше:  $\varphi_i = 70^\circ$ . Видны две группы меток, одна из которых была создана до прохождения тела через поле зрения, а вторая — после. Они визуализируют сравнительно гладкий профиль скорости, типичная толщина слоя сдвига в котором ( $\delta_u \approx 1,8$  см) по крайней мере в 18 раз превышает толщину высокоградиентной прослойки в поле плотности. Локальное число Ричардсона, построенное по невозмущенному значению частоты плавучести, составляет  $Ri = 740$ , и для части течения, где наблюдается мелкомасштабная структура поля градиента плотности, не выполняется необходимое условие гидродинамической неустойчивости (критерий Майлса — Ховарда  $Ri_{cr} < 0,25$  [9]). Присоединенные внутренние волны (их длина в данном режиме составляет  $\lambda = 0,2$  см) свободно проходят через все эти возмущения плотности и замыкаются на высокоградиентные оболочки плотностного следа.

С увеличением скорости тела, когда плотностные оболочки смыкаются и формируется центрированный отстающий след, в поле плотности наблюдается несколько новых микроструктурных деталей (рис. 1, б), а именно наклонные «складки» толщиной  $\delta \sim 0,5$  см, примыкающие к телу под углом  $\varphi_i = 85^\circ$ , и протяженные складки гиперболической формы, исходящие из области отрыва плотностного следа.

Вне поля внутренних волн неоднородности разделяются на два класса — более плавные, толщиной  $\delta = 0,2$  см и длиной  $l = 3,3$  см, ориентированные под некоторым углом к линии движения, и более пологие в правой части кинограммы, толщиной  $\delta = 0,3$  см.

Таблица 1

$U$ , см/с	Re	Fr	$\varphi_i$ , град
0,1	50,0	0,025	85
0,133	67,0	0,033	82
0,175	87,5	0,042	76

Форма этих складок указывает на существование вертикальной (вихревой) компоненты скорости в следе, среднее значение которой составляет около 10 % от скорости тела. Положение складок стационарно относительно тела. Характер геометрии складок в области их отрыва указывает на существование весьма компактной области их формирования вблизи поверхности тела, угловое положение которой составляет  $85^\circ$  от задней точки торможения. Подобную структуру имеют мелкомасштабные складки и в других опытах в довольно широком диапазоне параметров, которые приведены в табл. 1 ( $T_b = 7,6$  с;  $D = 5$  см;  $C = 287$ ).

На верхней границе плотностного следа наблюдается почти горизонтальная сверхтонкая прослойка толщиной всего 0,1 см. Судя по характеру распределения возмущений вблизи тела аналогичная прослойка ограничивает плотностной след снизу, однако там она затеняется более крупномасштабными неоднородностями течения.

Характерный поперечный размер складок ( $\delta \sim 0,2$  см) существенно меньше всех собственных масштабов задачи, за исключением толщины плотностного пограничного слоя  $\delta_\rho = k_s/U$  и диффузионного масштаба  $\delta_d = \sqrt{k_s/N}$ .

С дальнейшим увеличением скорости растет длина и амплитуда присоединенных внутренних волн, и теневой метод позволяет визуализировать три волны (рис. 1, в). Вследствие перестройки поля плотности вдоль всей поверхности цилиндра формируется высокоградиентная прослойка, отделяющая первую присоединенную внутреннюю волну от препятствия. Внутри прослойки прослеживаются мелкомасштабные неоднородности. Одновременно увеличивается степень выраженности тонкой структуры, заполняющей всю область следа за цилиндром.

Характер положения и форма отдельных элементов протяженностью более 5 см позволяют выделить три группы мелкомасштабных неоднородностей: эллиптические нерегулярные структуры в донной части тела, линейчатые в центральной части следа и диффузные складки на периферии течения. Центральная часть следа в этом режиме практически свободна от неоднородностей.

Минимальную толщину ( $\delta \sim 0,1$  см) имеют эллиптические неоднородности, удлинение которых возрастает по мере удаления от донной части тела. Примыкающие к этой области неоднородности — тонкие полоски длиной  $l \sim 4 \div 5$  см, толщиной  $\delta \sim 0,1 \div 0,2$  см, наклоненные под углом  $\alpha \approx 15^\circ$  к плоскости движения центра тела. Наклонные линейчатые свили ( $\alpha \approx 7^\circ$ ) имеют несколько большую толщину и протяженность до 6 см. Третья группа полос обусловлена ламинаризацией периферии спутного течения.

Эти мелкомасштабные неоднородности не меняют общий характер распределения плотности, поскольку фазовые поверхности внутренних волн проходят эти структуры без искажений. Длина области мелкомасштабных возмущений за телом составляет не менее 40 см, время существования отдельных элементов структуры превышает 300 с, что согласуется с оценкой диффузионных времен  $t = \delta^2/k_s \sim 700$  с.

При дальнейшем увеличении диаметра тела, когда число Рейнольдса растет, а число Фруда убывает, возмущения плотности в донной части течения носят ярко выраженный трехмерный характер (рис. 1, г). Типичный поперечный масштаб структурной неоднородности составляет 0,15 см, продольный — 0,15 см. Максимальный угол отрыва структуры

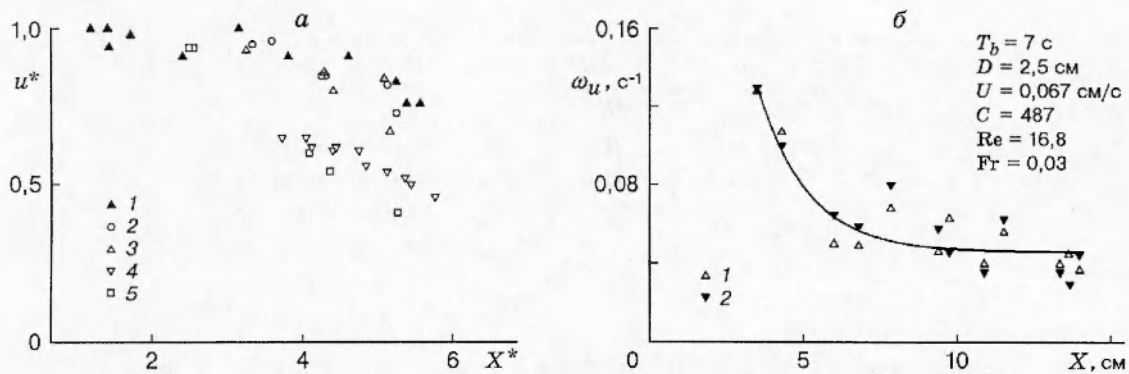


Рис. 2. Продольное распределение максимального значения скорости течения (а) и ее частоты сдвига (б) в опережающем возмущении перед телом для верхней и нижней частей опережающего возмущения (точки 1 и 2), кривая — экстраполяция экспериментальных данных

рованного течения  $\varphi_i \sim 95^\circ$ .

Возмущения плотности вблизи тела в этом режиме настолько велики, что в теневой картине поля внутренних волн появляются дополнительные экстремумы (на кинограмме рис. 1,2 им соответствует темная полоса, отделенная тонкой прослойкой толщиной 0,3 см от первого гребня внутренней волны и поверхности тела, угловое положение ее передней кромки  $\varphi = 115^\circ$  от задней точки торможения). Эти волноподобные возмущения проникают глубоко внутрь зоны мелкомасштабных флуктуаций и отклоняются сдвиговым течением от поверхности тела практически только у верхней границы плотностного централизованного следа. Длина присоединенной внутренней волны в этом режиме составляет  $\lambda \approx 1,5$  см, что согласуется с ее значением, рассчитанным по линейной теории  $\lambda = UT_b$ .

При визуализации всей картины течения можно видеть, что фазовые поверхности второй и третьей внутренней волны прослеживаются на внешней границе и внутри области мелкомасштабных флуктуаций, где они отклоняются от канонической формы (дуги окружности) за счет увлечения спутным течением. Вследствие эффекта Доплера вблизи ядра следа наблюдается даже изменение знака их кривизны (радиус кривизны регулярной внутренней волны  $R^+ = 4,2$  см, положение мнимого центра внутри тела; радиус кривизны волноподобного возмущения, примыкающего к плотностному следу,  $R^- = -1,25$  см (рис. 1,2)).

Данный тип структуры имеет выраженный масштабный характер. Если диаметр тела меньше вязкого волнового масштаба ( $D < L_\nu$ ), в следе не наблюдаются описываемые прослойки в поле градиента плотности (и связанного с ним линейным соотношением визуализируемого параметра — градиента коэффициента преломления). В частности, при  $T_b = 6,9$  с,  $D = 2,5$  см,  $U = 0,1$  см/с,  $C = 474$ ,  $D/L_\nu = 1$ ,  $Re = 25$ ,  $Fr = 0,044$  волновая картина является регулярной, мелкомасштабные структурные элементы в поле плотности не наблюдаются, хотя значения динамических параметров (чисел  $Re$  и  $Fr$ ) являются промежуточными между значениями, соответствующими условиям на рис. 1.

Результаты обработки изображений плотностных меток перед цилиндром диаметром 2,5 см для нескольких опытов показаны на рис. 2,а при значениях параметров, указанных в табл. 2.

Во всех случаях максимальное значение скорости течения перед телом монотонно убывает с расстоянием по закону  $u^* = b - aX^*$  ( $u^* = u/U$ ,  $X^* = X/D$ , где  $X$  — горизонтальная

Таблица 2

Опыт	$T_b$ , с	$U$ , см/с	$C$	Re	Fr
1	7,0	0,067	487	16,8	0,03
2	6,9	0,0175	473	44,0	0,077
3	6,9	0,210	473	53,0	0,097
4	7,5	0,235	560	59,0	0,11
5	7,2	0,4	515	100	0,18

координата, отсчитываемая от передней кромки тела); коэффициент  $a$  монотонно возрастает с увеличением скорости тела. Экстраполируя полученные зависимости, можно видеть, что по методике [7], где  $u^*(L_b^*) = 0,2$ ,  $L_b^* = L_b/D$ , граница заблокированной жидкости находится на расстояниях  $L_b^* = 48; 27; 26; 21; 15$  см от передней кромки тела, что не согласуется с результатами [8], в соответствии с которыми  $L_b^* = \text{Re}/(300 \text{Fr}^2)$ , и для значений, приведенных в табл. 2, граница находится на расстоянии  $L_b^* = 155; 61; 50; 41; 25$  см.

Частицы жидкости, расположенные перед препятствием в окрестности линии движения его центра, не обладают достаточной энергией для смещения по вертикали на расстояния, превышающие радиус тела [10]. Вследствие накопления жидкости в окрестности горизонта движения его центра исходный градиент плотности перед телом уменьшается. В некоторых численных расчетах опережающее возмущение в непрерывно стратифицированной жидкости имеет вид цуга уединенных волн. Аналогичная картина течения наблюдалась в экспериментах с двухслойными несмешивающимися и смешивающимися жидкостями [11, 12]. В этих опытах нестационарная последовательность волн формируется, когда скорость тела близка к критической скорости для одной из внутренних мод.

В непрерывно стратифицированной жидкости наблюдались только монотонные опережающие возмущения. Все профили меток были достаточно гладкие, минимумы и максимумы их отклонений лежали на фазовых поверхностях опережающих нестационарных внутренних волн.

Построенные по смещениям плотностных меток профили скорости позволили определить зависимость максимальной частоты сдвига в области пограничного течения на внешней границе заблокированной жидкости от расстояния до центра тела (рис. 2, б) для верхней и нижней частей опережающего возмущения (точки 1 и 2); на график также нанесена экстраполирующая кривая  $\omega_u = 0,046 + 0,08 \exp(-(X - 3,6)/1,6)$ , величины, входящие в показатель экспоненты, измеряются в сантиметрах. Более быстрое уменьшение частоты сдвига скорости по сравнению с убыванием максимума скорости жидкости перед телом связано с увеличением расстояния между экстремумами в профиле скорости вследствие расширения опережающего возмущения по мере удаления от источника. Во всех случаях значения градиентного локального числа Ричардсона  $\text{Ri} = N^2/(\omega_u^2)^2$  перед телом существенно превышают критическое значение [9] и сдвиговая неустойчивость не развивается (в данных опытах  $\text{Ri} > 15$ ).

**Обсуждение.** Проведенные опыты показывают, что в стратифицированном течении за цилиндром в довольно широком диапазоне параметров ( $\text{Fr} = 0,004 \div 0,044$ ;  $\text{Re} = 33 \div 167$ ;  $C = 151 \div 287$ ) наблюдается перестройка стратификации и развитие специфического типа мелкомасштабной неустойчивости при больших значениях градиентного числа Ричардсона ( $\text{Ri}_0 \gg 1$ ). В картине течения около цилиндра интенсивные флуктуации градиента коэффициента преломления (и соответственно градиента плотности) наблюдаются на фоне плавного профиля скорости (режим «структурной» турбулентности).

Физически такая картина течения может быть обусловлена неустойчивостью наибо-

лее мелкомасштабного структурного элемента стратифицированного течения около цилиндра — плотностного пограничного слоя [4, 6, 7]. Этот слой образуется вследствие прерывания молекулярного потока стратифицирующей компоненты непроницаемым телом. Толщина плотностного пограничного слоя (между заблокированной жидкостью и внешним обтекающим потоком перед телом, между элементами течения в конвективной зоне в окрестности точки отрыва плотностного следа за телом) определяется значением коэффициента диффузии и частотой плавучести [6, 7].

Тонкие высокоградиентные прослойки ранее наблюдались на внешней границе плотностного следа [4]. Кинограммы на рис. 1 свидетельствуют о том, что подобные прослойки формируются в окрестности тела вне области плотностного следа. Высокоградиентные складки в спутном течении, ориентированные в направлении средней скорости, возникают, когда точка отрыва начинает осциллировать.

Неустойчивость всего плотностного пограничного слоя приводит к формированию тонкоструктурной картины течения, которая как «замороженная» переносится внешним потоком. Мелкомасштабные неоднородности медленно трансформируются и распадаются под действием сил плавучести, стремящихся привести каждый структурный элемент на горизонт нейтральной плавучести, и молекулярной диффузии, уменьшающей различия в значениях плотности и контрастность теневой картины.

Наблюдаемое в опытах медленное увеличение минимальной толщины мелкомасштабных структурных элементов с удалением от тела вдоль следа (или увеличением их возраста) указывает на важную роль деформационных эффектов (растяжения жидких частиц вдоль потока) в эволюции тонкой структуры спутного течения и прямого взаимодействия тонкоструктурных элементов течения с внутренними волнами.

Микромасштабная неустойчивость имеет ярко выраженный масштабный характер и не наблюдается около препятствия малого диаметра, даже если динамические характеристики процесса (числа Рейнольдса и Фруда) лежат в диапазоне ее существования, что указывает на неполноту традиционной параметризации этого класса течений [2, 8]. Учитывая особенности переноса примесей стратифицированными течениями, можно указать, что данная неустойчивость и обусловленные ею структуры стратификации будут существенно влиять как на быстрое (сверхбыстрое) распространение пассивных элементов вдоль прослоек и линий их пересечения, так и на образование пустых областей (войдов) внутри изолированных вихрей.

Воспроизводимость геометрии и тонких деталей данного типа неоднородностей (которые наблюдались во многих опытах при различных стратификациях около цилиндров разного размера), непрерывная зависимость их основных свойств (степени выраженности, геометрии и размеров занимаемой области, длительности существования) от внешних параметров течения свидетельствуют о необходимости включения специального класса мелкомасштабных структур в число идентификационных признаков при построении диаграмм режимов стратифицированных течений около двумерных препятствий и более детального изучения их свойств. Описанные выше эффекты могут наблюдаться и в естественных условиях — в океане и атмосфере, где препятствия протяженные и длина области взаимодействия набегающего стратифицированного потока с рельефом достаточно велика.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-05-64004) и Министерства науки и технической политики РФ (грант поддержки уникальных установок РФ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Woods J. D. Wave-induced shear in summer thermocline // J. Fluid Mech. 1968. V. 32, pt 4. P. 791–800.



2. **Xu Yunxiu, Fernando H. J. S., Boyer D. L.** Turbulent wakes of stratified flow past a cylinder // *Phys. Fluids*. 1995. V. 7, N 9. P. 2243–2255.
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. **Воейков И. В., Чашечкин Ю. Д.** Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 1993. № 1. С. 20–26.
5. **Воейков И. В., Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д.** Микромасштабная неустойчивость в непрерывно стратифицированной жидкости // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 1995. № 3. С. 3–10.
6. **Байдулов В. Г., Чашечкин Ю. Д.** Влияние диффузионных эффектов на пограничные течения в непрерывно стратифицированной жидкости // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 1993. Т. 29, № 5. С. 666–672.
7. **Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д.** Генерация диссипативно-гравитационных волн при тепловой конвекции в стратифицированной среде // *ПМТФ*. 1991. № 3. С. 49–55.
8. **Boyer D. L., Davies P. A., Fernando H. J. S., Zhang X.** Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // *Philos. Trans. Roy. Soc. London. A*. 1989. V. A328. P. 501–528.
9. **Miles J. W.** On the stability of heterogeneous shear flows // *J. Fluid Mech.* 1961. V. 10. P. 496–508.
10. **Castro I. P., Snyder W. H.** Upstream motions in stratified flow // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 187. P. 487–506.
11. **Овсянников Л. В., Макаренко Н. И., Налимов В. И. и др.** Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука, 1985.
12. **Букреев В. И., Гаврилов Н. В.** Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // *ПМТФ*. 1990. № 2. С. 102–105.

*Поступила в редакцию 3/XII 1996 г.,  
в окончательном варианте — 19/III 1997 г.*

---