

УДК 532.591+551.462

© 1998 г. В.В. МИТКИН, Ю.Д. ЧАШЕЧКИН

## ЭФФЕКТ РЕКУРРЕНЦИИ И ПЕРЕЗАМЫКАНИЯ В ПОЛЕ ПРИСОЕДИНЕННЫХ ДВУХМЕРНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Анализируется теневая картина спутного течения за горизонтальным цилиндром, буксируемым с постоянной скоростью в линейно стратифицированной жидкости. В режимах "погруженных турбулентных вихрей" и "узкого турбулентного следа" структура присоединенных внутренних волн, имеющих достаточно большие амплитуды в окрестности тела, удовлетворительно согласуется с расчетами по линейной теории. С удалением от источника волновая картина усложняется. Внутренние волны, излучаемые собственно телом и отдельными вихрями в следе, интерферируют и нелинейно взаимодействуют между собой и с другими элементами течения. На больших возрастах ( $\tau = t/T_b > 5,8$  – время нормируется на период плавучести) происходит рекуррентия (восстановление пространственной структуры) и реструктуризация (перезакрытие фазовых поверхностей) группы наиболее длинных внутренних волн (типа присоединенных). Рекуррентные волны проникают сквозь спутное течение. Отмеченные эффекты связывают с общей перестройкой стратификации, промоделированной выделенным волновым масштабом.

В картине внутренних волн, играющих важную роль в динамике атмосферы и океана, принято различать нестационарные волны типа волн Коши – Пуассона (излучаемые короткодействующими локализованными источниками), присоединенные или подветренные волны (возникающие при обтекании препятствия равномерным потоком) и монохроматические волны (возбуждаемые периодическими источниками) [1]. Расчеты инфинитезимальных присоединенных внутренних волн удовлетворительно согласуются с лабораторными измерениями за телами малого размера [2].

Более сложной является картина волн около двумерного препятствия, диаметр которого сравним с длиной внутренней волны. Вследствие эффектов блокировки жидкость перед телом тормозится, что изменяет эффективные размеры источника [3]. Собственно спутное течение позади тела, погруженные и висящие вихри также активно взаимодействуют с внутренними волнами [4]. Детальные расчеты волновой картины при обтекании цилиндра, выполненные в [5] на основе уравнения Гельмгольца, позволили локализовать области опрокидывания волн.

Распределения амплитуд присоединенных внутренних волн существенно зависят от параметров источника. Пространственная структура волнового поля более универсальна. В частности, в случае однородной стратификации (частота  $N$  и период плавучести  $T_b$  не зависят от глубины) и равномерной скорости потока  $U$  форма гребней и впадин волн в центральном сечении поля – полуокружности, длина волны определяется масштабом  $\lambda = UT_b$  [6]. По наблюдениям в лабораторных [2] и натуральных условиях [5], в поле присоединенных волн четко выражены только первые 3–10 волн, непосредственно примыкающие к источнику.

Обобщенная модель двухмерных присоединенных внутренних волн, построенная по данным оптических наблюдений по классической методике "щель-нож в фокусе" [7] и контактных измерений, удовлетворительно согласуется с расчетами [1–3, 5, 8] в окрестности тела. С удалением от источника рассогласование расчетов и наблюдений

возрастает. В опытах присоединенные внутренние волны затухают не только вследствие вязкости и геометрического ослабления, но и из-за взаимодействия с другими элементами течения – отстающим спутным следом, висящими и погруженными вихрями, высокоградиентными прослойками. При контактных измерениях и классической теневой визуализации с течением времени волновая картина становится все более нерегулярной. В поле зрения помимо присоединенных приходят внутренние волны, отраженные от дна и свободной поверхности, дополнительные короткие волны, которые излучаются отдельными вихрями. Обычно предполагается, что стохастизация волнового поля является необратимой.

Анализ уравнений гидродинамики стратифицированной жидкости методами теории непрерывных групп показывает, что пространственная структура каждого физического поля характеризуется собственными и независимыми геометрическими масштабами [9]. Геометрические характеристики одного и того же явления в полях различных переменных не совпадают между собой даже для простейшего типа стратифицированного течения, а именно пограничного течения, индуцированного диффузией на наклонной плоскости [10] и около горизонтального неподвижного цилиндра [11].

С целью экспериментальной проверки этих выводов несколькими независимыми оптическими методами (классическим теневым [12], цветным [13] и методом Максутава, в котором в качестве приемной диафрагмы используется тонкая нить) была визуализирована картина двумерных присоединенных внутренних волн и сопутствующих возмущений. Одновременно наблюдались внутренние волны [2, 3], расщепленное пограничное течение на препятствии [14] и высокоградиентные прослойки вблизи и на больших удалениях от тела [15]. Метод Максутава позволил обнаружить эффект рекурренции (восстановления) и реструктуризации (перезамыкания) фазовых поверхностей в дальнем поле двумерных внутренних волн позади препятствия. В последующем этот результат был подтвержден методом классической теневой визуализации.

**1. Теория.** Из анализа уравнений движения следует, что поле присоединенных внутренних волн малой амплитуды, которое обычно рассчитывается в приближении Буссинеска (линейная модель), в идеальной экспоненциально стратифицированной жидкости в цилиндрической системе координат, связанной с телом, описывается выражением [3]

$$\frac{\psi(r)}{aU_0} = \frac{J_1(k_0 r)}{J_1(k_0 a)} \sin \varphi + \sum_{n=1}^{\infty} \{ \pi Y_n(k_0 r) - B_n J_n(k_0 r) \} F_n \sin n\varphi$$

$$B_n = \pi Y_n(k_0 a) J_n^{-1}(k_0 a), \quad F_n = iU^{-2} J_n(k_0 a) f_n, \quad k_0 = \frac{N}{U_0}$$

Здесь  $a$  – радиус цилиндра,  $r$  – расстояние до его центра,  $\varphi$  – полярный угол, отсчитываемый от передней точки торможения,  $U_0$  – скорость набегающего потока,  $\psi(r)$  – функция тока для волновых возмущений,  $Y_n(k_0 r)$ ,  $J_n(k_0 r)$  – цилиндрические функции Неймана и Бесселя,  $f_n$  – коэффициенты разложения силовой функции в ряд Фурье (в этой модели тело заменяется распределением силовых источников),  $k$  – волновой вектор,  $N = 2\pi/T_b$  – частота плавучести среды.

Проекция фазовой скорости присоединенных волн на направление скорости препятствия является постоянной, волновая картина стационарна в системе координат, связанной с обтекаемым телом. Фазовые поверхности – гребни и впадины внутренних волн – полуокружности, волновое поле антисимметрично: гребню в верхнем полупространстве соответствует впадина в нижнем. Опережающее возмущение состоит из нестационарных внутренних волн, распространяющихся вдоль радиус-векторов, которые плавно переходят в установившиеся присоединенные волны позади тела [16]. В реальных условиях фазовая поверхность отклоняется от полуокружности вследствие эффекта Доплера – увлечения волн неоднородным полем скоростей спутного течения.

**2. Методика эксперимента.** Условие одновременной визуализации всех групп внутренних групп на умеренных и больших расстояниях от тела было основным при выборе методики. В этой связи для наблюдений из всей совокупности режимов выбирались течения с наиболее компактным спутным следом. Наименьшие вертикальные размеры имеют сомкнутый турбулентно-вихревой след и узкий турбулентный след без висящих вихрей [4].

Эксперименты выполнены в бассейне  $220 \times 40 \times 60$  см с прозрачными стенками, в которые вставлены иллюминаторы из оптического стекла. Бассейн заполнялся линейно стратифицированным водным раствором поваренной соли методом непрерывного вытеснения. Период плавучести  $T_b$  измерялся перед каждым опытом по регистрограмме осцилляций плотностной метки за падающим кристалликом соли с помощью контактного датчика электропроводности (погрешность не более 5%). В данных опытах он составлял  $T_b = 5,3$  и  $7,4$  с.

Изучалась картина течения за горизонтальным цилиндром диаметром  $D = 1,5$  ( $T_b = 5,3$  с) или  $2,5$  см ( $T_b = 7,4$  с), движущимся с постоянной скоростью в центре бассейна. Цилиндр крепился к каретке с помощью двух тонких ножей, изготовленных из прозрачной пластмассы. Каретка буксировалась по направляющим, установленным над бассейном, со скоростью  $U = 0,8-3,0$  см/с. Скорость измерялась по времени прохождения контрольной базы с погрешностью не хуже 5%. Относительная неравномерность движения контролировалась оптическим методом и не превышала указанной погрешности. Условиям опытов соответствуют следующие диапазоны определяющих безразмерных параметров течения: числа Фруда  $Fr = U/ND = 0,4-1,7$ ; числа Рейнольдса  $Re = UD/\nu = 120-750$ ; отношения масштабов  $C = \Lambda/D = 465$  и  $530$  (здесь  $\nu = 0,01$  см<sup>2</sup>/с – кинематическая вязкость водного раствора поваренной соли,  $\Lambda = |d \ln(\rho(z))/dz|^{-1}$  – масштаб плавучести,  $\rho$  – плотность).

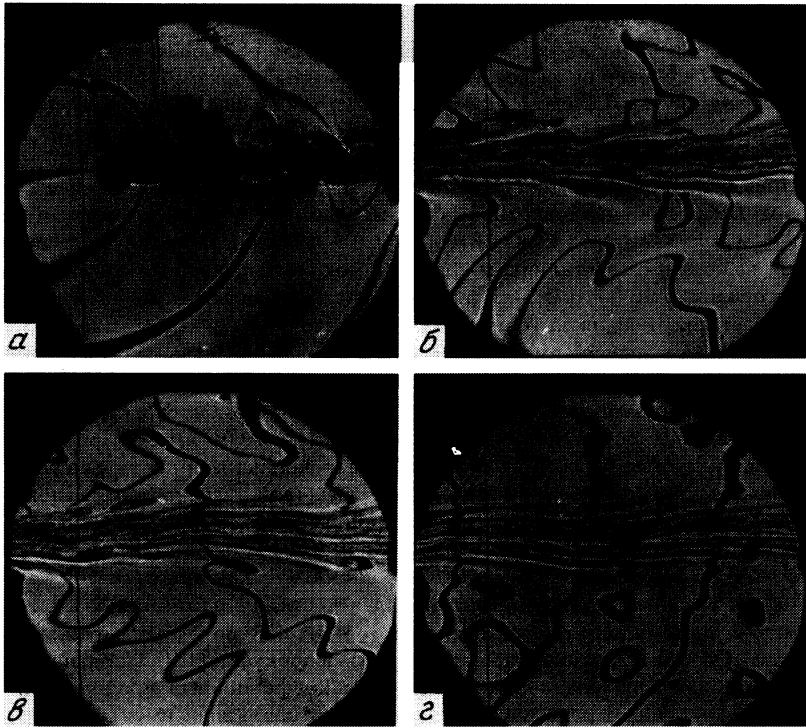
Визуализация проводилась теневым прибором ИБА-458 методом "вертикальные щель-нож в фокусе" [7] или "вертикальные щель-нить в фокусе" [12]. Первый метод визуализирует возмущения горизонтальной компоненты коэффициента преломления, второй – модуль этих возмущений. В классическом теневом методе в зависимости от расположения ножа областям нарастания градиента соответствуют темные (светлые) полосы, областям его ослабления – светлые (темные). В силу больших значений возмущений градиента плотности в стратифицированных жидкостях визуализация происходит за границей динамического диапазона прибора и внутри волнового поля просматриваются только сверхконтрастные надпороговые неоднородности [12, 13].

В данных опытах нить, не полностью перекрывающая изображение щели, располагалась в центре изображения источника света. При такой настройке невозмущенному состоянию среды соответствует минимальный уровень средней равномерной освещенности поля зрения (серый фон). В этом случае из всей волновой картины визуализируются только изображения гребней и впадин волн, которые различаются между собой степенью контрастности. В силу нелинейности передаточной функции теневого прибора в средах с большой рефракцией теневая картина стратифицированных течений частично проявляет вторую и более высокие производные коэффициента преломления (и плотности соответственно, поскольку для водного раствора поваренной соли эти величины связаны линейным соотношением [7]).

Ширина линий, соответствующих гребням и впадинам волн, зависит от толщины визуализирующей диафрагмы и существенно меньше ширины полос в методе "щель-нож Фуко" (половины длины внутренней волны). Поэтому по всему волновому полю сохраняется чувствительность к дополнительным возмущениям. Этот метод оказался более удобным не только для изучения эволюции структуры наиболее крупномасштабных (на ранних стадиях – присоединенных) внутренних волн, но и для наблюдения картины турбулентных и вихревых течений, которые в этом случае не затеняются контрастным изображением волн.

Теневой прибор устанавливался по центру бассейна. Перед началом каждого опыта проводился контроль стратификации и уровня фоновых возмущений. Теневая картина регистрировалась на фотопленку. В каждом опыте цилиндр устанавливался у торцевой стенки бассейна, после старта двигался с постоянной скоростью и останавливался у противоположной стенки. Более полное описание экспериментальной установки приведено в [17].

**3. Основные результаты.** Последовательность теневых фотограмм течения около равномерно движущегося цилиндра, полученных методом Максутава, приведена на фиг. 1. Тонкие темные линии прорисовывают центр области опережающего возму-



Фиг. 1. Теневые картины течения за цилиндром, полученные методом "щель-нить" ( $D = 1,5$  см,  $U = 2,5$  см/с,  $T_b = 5,3$  с,  $Fr = 1,43$ ,  $Re = 375$ ,  $C = 465$ ), возраст следа:  $a - \tau = 0$ ,  $b - 3$ ;  $b - 4$ ,  $z - 5,9$

щения, а также гребни и впадины внутренних волн. Спутный след имеет характерную мелкомасштабную структуру, образованную границами отдельных вихрей. В непосредственной окрестности тела и на оболочках двух первых элементов вихревой дорожки Струхала – Кармана возмущения градиента плотности настолько велики, что лучи выходят за границы диапазона и не попадают в регистрирующий объектив (фиг. 1, *a*).

Гребню волны на этой и последующих фотографиях данной серии соответствуют более темная полоса, впадине – более светлая (диффузная). Таким образом, в верхней половине фотограммы (фиг. 1, *a*) можно видеть примыкающий к телу гребень и впадину внутренней волны в правом углу. В нижней половине видны примыкающая к телу впадина, гребень и новая впадина. Тип экстремали (гребень или впадина) не меняется вдоль фазовой поверхности.

Волновое поле достаточно регулярно, отклонения формы фазовых поверхностей от теоретической наблюдаются только вблизи следа в области течения со сдвигом. Последовательные значения полудлины волны, измеренные вдоль радиус-вектора, исходящего из центра тела, составляют  $\lambda/2 = 6,6$  см, что совпадает с результатами расчетов по линейной теории:  $\lambda/2 = UT_b/2$ . В окрестности следа у правого края фотограммы можно видеть две дуги, визуализирующие гребни и впадины коротких внутренних волн, которые излучаются отдельными вихрями.

В дальнейшем стратификация быстро подавляет вертикальный перенос и формирует из системы вихрей последовательность протяженных высокоградиентных прослоек, ориентированных в направлении среднего течения (фиг. 1, *b*,  $t = 16$  с). Толщина прослоек не превышает  $z = 3$  мм, длина отдельной прослойки  $x \geq 8,5$  см, коэффициент анизотропии  $m = z/x \leq 0,036$ . Наряду с прослойками на фотограмме выделяются и

моховидные структуры – расщепленные деформированные оболочки наиболее мелких вихрей [15]. Частично граница следа резкая, в некоторых местах она расщеплена на отдельные волокна.

На этой стадии волновое поле имеет сложную пространственно-временную структуру вследствие непрерывного порождения новых групп волн, их интерференции и нелинейного взаимодействия. Длины отдельных волн в кадре находятся в диапазоне от 1,2 до 11 см. Угол наклона фазовых поверхностей к вертикали  $\theta = \arccos(\omega/N)$ , характеризующий локальную частоту волны  $\omega$ , меняется на фиг. 1, б от 0 до  $\pi/2$ , в целом волновое движение становится нерегулярным.

Уже в этой фазе наблюдается локальное перезамыкание волновых поверхностей. Двигаясь вдоль любой экстремали, можно встретить диффузные (серые) участки, соответствующие впадине, и темные, отвечающие гребню волны. Даже самые мелко-масштабные возмущения, примыкающие к следу снизу и сверху, являются полными волнами, содержащими как гребень, так и впадину.

Вырождение спутного течения идет от периферии к центру следа. С течением времени продолжается измельчение структур и при  $t = 21$  с уже вся внешняя граница следа оказывается расщепленной на отдельные слои и тонкие волокна с минимальной толщиной  $\Delta_{\min} \approx 0,5$  мм (фиг. 1, в). Типичная толщина прослоек внутри следа не более 3 мм, их длина еще более увеличилась – до 12 см, коэффициент анизотропии продолжает убывать ( $m = 0,024$ ). Волновое поле становится еще более хаотическим. Внутренние волны начинают проникать внутрь спутного следа и искривлять его.

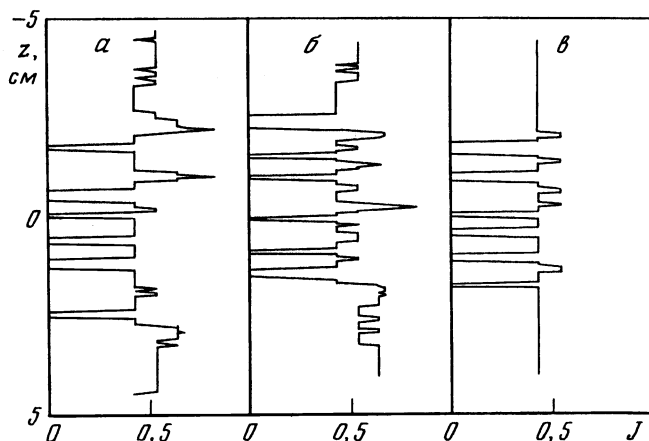
На последней стадии (фиг. 1, г,  $t = 31$  с), когда выживают только наиболее контрастные тонкоструктурные неоднородности в следе, поле внутренних волн состоит из двух компонент: регулярной (фазовые поверхности напоминают дуги коаксиальных окружностей, ориентированные в направлении движения источника) и случайной, более мелко-масштабной. Короткие внутренние волны проявляются двойко: они искажают фазовые поверхности длинных волн и формируют почти регулярную последовательность кольцевых структур с центрами в окрестности нулевых уровней наиболее длинных волн.

Характерный масштаб длинных волн в данной серии варьируется от 12 до 14 см и практически совпадает с длиной присоединенных внутренних волн (фиг. 1, а). Типичная длина коротких волн составляет 1,5–3,5 см (с дисперсией  $d = 0,33$  см<sup>2</sup>). Каждое коротковолновое возмущение содержит как гребень, так и впадину. Смена типа экстремали происходит вдоль каждой замкнутой фазовой поверхности.

Однако между волновыми картинками на фиг. 1, а и г имеется существенное различие: волновое поле присоединенных внутренних волн, разделенное спутным течением, антисимметрично (фиг. 1, а – непосредственно под гребнем в верхнем полупространстве находится впадина в нижнем и наоборот). Восстановленное волновое поле в дальнем следе (фиг. 1, г) – симметрично – гребень в верхнем полупространстве проходит через спутное течение и смыкается с гребнем же в нижнем полупространстве.

По аналогии с подобными явлениями в теории колебаний [18] данный процесс восстановления регулярной формы фазовых поверхностей может быть назван рекурренцией внутренних волн, а перезамыкание гребней и впадин – реструктуризацией волновых полей.

Внутренние волны нелинейно взаимодействуют не только между собой, но и с элементами тонкой структуры. Поскольку на поздних стадиях эволюции следа вихревое и случайное движения выражены слабо, усиление градиентов в основном происходит за счет прямой передачи энергии от крупномасштабного волнового движения к тонкоструктурным внутренним пограничным течениям [19]. Масштаб пространственной изменчивости скорости во внутренних пограничных течениях порядка  $\delta_v = \sqrt{v/N}$ . Для водного раствора хлорида натрия масштаб изменчивости плотности в



Фиг. 2. Профили освещенности спутного следа, соответствующие его возрасту:  $a - \tau = 3$ ,  $b - 4$ ,  $v - 5,9$

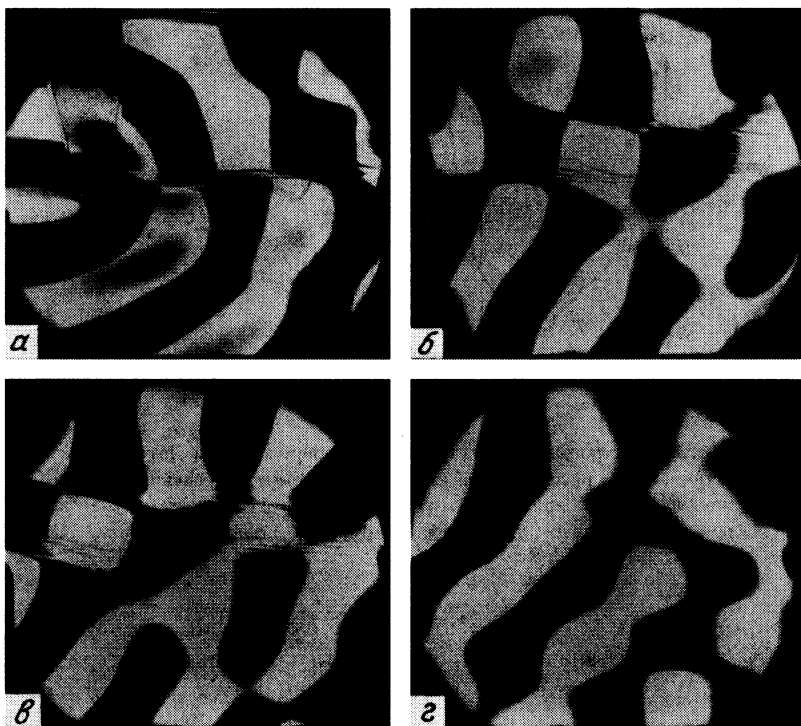
них  $\delta_p = \sqrt{k_s / N}$  – существенно меньше ( $\delta_v / \delta_p = \sqrt{Sc} = 27$ ,  $k_s = 1,4 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с – коэффициент диффузии соли).

Три последовательных профиля освещенности теневой картины в одном и том же вертикальном сечении следа ( $\tau = 3, 4, 5, 9$ ) приведены на фиг. 2 в относительных единицах ( $J = 0$  соответствует максимальному потемнению). Для построения профилей освещенности теневая фотограмма вводилась в персональный компьютер при помощи сканера, изображение в каждой точке оцифровывалось (разрешение 120 точек на см) и нормировалось на общий максимум.

Профилограммы имеют достаточно регулярную и устойчивую структуру. С течением времени меняется средний уровень освещенности: вначале он несколько возрастает (фиг. 2, б), затем убывает (фиг. 2, в). Число слоев практически не меняется, хотя их толщина и отстояние друг от друга постепенно убывают. Из вида регистрограмм следует, что максимальные значения возмущений градиента плотности достигаются на промежуточных стадиях развития следа (б). В дальнейшем их значения по высоте выравниваются (в). Убывание контраста освещенности не сопровождается увеличением толщины прослоек. Обострение градиентов на прослойках внутри выходящего следа (размах флуктуаций на регистрограммах, приведенных на фиг. 2) компенсирует их естественное расплывание за счет диффузии, скорость которой в водном растворе поваренной соли составляет около 1 см/сут. Этот факт свидетельствует о важности механизмов обострения градиентов, компенсирующих естественное диффузионное уширение границ между слоями жидкости.

Рекуррентия в волновом поле также наблюдается и в режиме узкого турбулентного следа [4]. Теневые фотограммы, полученные методом "щель-нож", приведены на фиг. 3. Собственно след в этом режиме является достаточно узким (фиг. 3, а,  $t = 0$ ) и довольно быстро расслаивается на отдельные протяженные прослойки толщиной 2 мм (фиг. 3, б,  $t = 14$  с).

Границы между черными и белыми полосами соответствуют гребням и впадинам присоединенных внутренних волн. Толщина каждой полосы равна полудлине волны. В данном опыте длина присоединенной внутренней волны составляет 6,7 см, что совпадает с расчетным значением. Хотя в целом волновая картина вблизи тела достаточно правильная, в ней уже проявляются нелинейные и интерференционные эффекты (темные пятна под углом  $\varphi = 135^\circ$  вдоль радиус-вектора). Изломы на фазовых поверхностях (фиг. 3, а, угол  $\alpha = 25^\circ$  в верхнем полупространстве и  $\beta = 30^\circ$  в



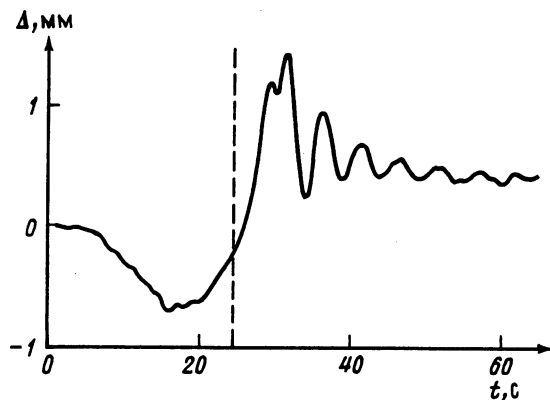
Фиг. 3. Теневые картины течения, полученные методом "щель-нож" ( $D = 2,5$  см,  $U = 0,9$  см/с,  $T_b = 7,4$  с;  $Fr = 0,42$ ,  $Re = 225$ ,  $C = 530$ ,  $a - \tau = 0$ ,  $б - 1,9$ ,  $в - 2,6$ ,  $г - 5,8$ )

нижнем полупространстве) свидетельствуют, что волны излучаются достаточно протяженным источником, размер которого сравним с длиной волны [2].

С увеличением возраста волновое поле продолжает измельчаться и на фиг. 3, в ( $t = 19$  с) внутри волнового клина, непосредственно связанного с телом, можно видеть еще один интерференционный минимум. Типичные значения длин волн на данной стадии эволюции следа находятся в диапазоне 5–12 см (фиг. 3, а – в), масштаб когерентности вдоль фазовой поверхности имеет тот же порядок – 5–10 см. Смена освещенности вдоль фазовой поверхности свидетельствует о переходе максимума в минимум и наоборот. Геометрическое место точек этих переходов (фиг. 3, б) имеет довольно сложную форму.

К моменту  $t = 43$  с ( $\tau = 5,8$ ) произошли практически полная рекуррентия и реструктуризация крупномасштабного волнового поля. Два гребня и две впадины в левой части фиг. 3, г сплошные. Масштаб когерентности превышает 12 см, волновые поверхности выходят за границы поля зрения. Эта единая волновая система пронизывает область следа. Третья волна в правой части, как и на фиг. 3, а, искажена интерференционными помехами, на фоне которых прослеживается структурное подобие с первой и второй волной. Длины волн лежат в диапазоне 6–10 см, масштабы когерентности: для волны в центре 7,5–12 см, для третьей волны в правой части кадра 3,5–5 см.

Измерения вариаций удельной электропроводности покоящимся датчиком показывают, что при движении тела происходит общая перестройка стратификации, элементами которой являются внутренние волны и разрывы в поле градиента плотности среды. Характер происходящих изменений иллюстрирует типичная регистраграмма датчика электропроводности, неподвижно установленного на глубине  $h = 27$  см (на уровне 0,5 см под нижней кромкой цилиндра), которая приведена на фиг. 4. Вари-



Фиг. 4. Регистрограмма флуктуаций электропроводности. Датчик установлен на расстоянии 0,5 см от уровня нижней образующей цилиндра. Старт при  $t = 0$ , штриховой линией отмечен момент прохождения оси цилиндра над датчиком ( $U = 0,4$  см/с,  $D = 1,5$  см,  $T_b = 5,3$  с,  $Fr = 0,23$ ,  $Re = 60$ )

ции электропроводности  $\sigma(t)$  пересчитаны в смещения слоев  $\Delta = (\sigma(z_0, t) - \sigma(z_0, t_0)) / (d\sigma_0(z)/dz)$  с учетом значения невозмущенного градиента электропроводности  $d\sigma_0(z)/dz$  (и плотности соответственно), которое определяется стандартным методом "подъем-погружение".

Вследствие эффекта блокировки при трогании тела на горизонте измерения начинает накапливаться более легкая жидкость. После прохождения цилиндра над датчиком знак смещений слоев изменяется, на горизонт установки датчика попадает более тяжелая жидкость из нижележащих слоев. Постепенное восстановление исходного значения плотности проявляется в тренде осциллирующего сигнала, связанного с внутренними волнами. Период осцилляций согласуется с длиной и наклоном фазовых поверхностей присоединенных внутренних волн. Значимыми являются только пять первых колебаний. Время установления стратификации достаточно велико и для условий данного опыта составляет  $t = 450$  с  $= 85T_b$ , что существенно больше времени существования идентифицируемой тонкой структуры и бегущих внутренних волн.

**4. Обсуждение результатов.** Картина антисимметричных присоединенных внутренних волн вблизи горизонтального цилиндра, равномерно движущегося в линейной стратифицированной жидкости (режим узкого турбулентного следа и цепочки турбулентных вихрей [4]), удовлетворительно согласуется с расчетами по линейной теории [2, 3, 8, 16] и эксперименты везде, за исключением непосредственной окрестности следа. Здесь поле присоединенных волн искажается вследствие эффекта Доплера и наложения коротких внутренних волн, которые излучаются отдельными вихревыми элементами следа.

На промежуточных расстояниях  $2 < \tau < 5$  дополнительная группа волн излучается вихревыми элементами спутного следа, волновое поле становится нерегулярным и включает произвольно ориентированные короткие и длинные волны.

При  $\tau > 5,8$  происходит рекуррентия (восстановление формы) и реструктуризация длинных внутренних волн. Волновое поле из антисимметричного относительно линии движения центра тела становится симметричным. Длина волн этого типа близка к длине присоединенных волн, они также ориентированы в направлении среднего течения (линия центров наклонена под углом не более  $40^\circ$  к горизонту, главные фазовые поверхности подобны). Гребни и впадины пронизывают все пространство и проходят через вырождающийся след. Длина когерентности, измеренная вдоль гребня или впадины волны, вновь заметно превышает длину волны.



Подобное поведение волнового поля может быть связано с тем, что наряду с возбуждением собственно присоединенных волн движущееся тело нелокально перестраивает всю картину стратификации. Вследствие эффекта блокировки на линии центров перед телом стратификация ослабляется, позади него – усиливается. После остановки движения исходная стратификация начинает восстанавливаться синхронно по всей глубине бассейна (см. фиг. 4). Этот процесс оказывается пространственно промодулированным с масштабом порядка длины присоединенной внутренней волны (которая задается начальными условиями задачи – периодом плавучести и скоростью движения тела). Математическая модель обсуждаемого явления в настоящее время отсутствует.

Качественно подобные явления наблюдаются и в природных условиях, где обычно они трактуются в рамках нелинейной теории внутренних волн [20]. Как показывают проведенные опыты, аналогичными свойствами обладают и линейные внутренние волны за движущимся препятствием с учетом эффектов нелокальной перестройки стратификации в системах с блокировкой.

**Заключение.** Картина присоединенных внутренних волн в непосредственной окрестности буксируемого горизонтального цилиндра в стратифицированной жидкости с постоянной частотой плавучести в режиме погруженных турбулентных вихрей и узкого турбулентного следа удовлетворительно согласуется с расчетами по линейной теории даже в случае волн больших амплитуд. На промежуточной стадии волновое поле носит сложный характер вследствие наложения и нелинейного взаимодействия волн, излучаемых телом и вихрями в следе. На больших временах  $\tau = t/T_b > 5,8$  происходят рекуррентия (восстановление пространственной структуры) и реструктуризация (перезамыкание фазовых поверхностей) наиболее длинных волн. Гребни и впадины реструктурированных волн заполняют все пространство и пронизывают вырождающееся спутное течение. Эти эффекты могут быть связаны с общей перестройкой стратификации, промодулированной выделенным волновым масштабом.

Авторы благодарны рецензенту и Г.А. Любимову за замечания, способствовавшие улучшению качества статьи.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-05-64004 и 97-01-01013) и Министерства науки и технологий Российской Федерации (подпрограмма "Комплексные исследования океанов и морей, Арктики и Антарктики").

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
2. Макаров С.А., Чашечкин Ю.Д. Присоединенные внутренние волны в жидкости с экспоненциальным распределением плотности // ПМТФ. 1981. № 6. С. 47–54.
3. Аксенов А.В., Городцов В.А., Стурова И.В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью: Препринт № 282. М.: Ин-т пробл. механики АН СССР, 1986. 58 с.
4. Чашечкин Ю.Д., Воейков И.В. Вихревые системы за цилиндром в непрерывно стратифицированной жидкости // Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 6. С. 821–830.
5. Кожевников В.Н. Орографические возмущения в двумерной стационарной задаче // Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 1. С. 33–52.
6. Скорер Р.С. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980. 549 с.
7. 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 3. 595–608.
8. Mowbray D.E., Rarity B.S.H. A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid // J. Fluid Mech. 1967. V. 28. Pt 1. P. 1–16.
9. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Групповой анализ частично симметризированной формы системы уравнений свободной термомоноцентрической конвекции // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 2. С. 14–26.
10. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Структура нестационарного пограничного течения на

- наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Докл. АН. 1992. Т. 325. № 4. С. 833–837.
11. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Пограничное течение, индуцированное диффузией около неподвижного горизонтального цилиндра в непрерывно стратифицированной жидкости // Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 6. С. 818–823.
  12. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
  13. Чашечкин Ю.Д., Попов В.А. Цветной теневой метод // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 5. С. 1130–1133.
  14. Чашечкин Ю.Д., Кистович Ю.В. Задача генерации монохроматических внутренних волн: точное решение и модель силовых источников // Докл. РАН. 1997. Т. 355. № 1. С. 54–57.
  15. Воейков И.В., Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Микромасштабная неустойчивость в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 3. С. 3–10.
  16. Чашечкин Ю.Д., Макаров С.А. Нестационарные внутренние волны // Докл. АН СССР. 1984. Т. 276. № 5. С. 1246–1250.
  17. Чашечкин Ю.Д., Байдулов В.Г., Кистович Ю.В. и др. Моделирование внутренней структуры и динамики природных систем: Препринт № 592. М.: Ин-т пробл. механики РАН, 1997. 96 с.
  18. Fermi E., Pasta J., Ulam S. Studies of nonlinear problems // Collected works of E. Fermi. Chicago: Univ. Press. 1995. V. 2. P. 978–988. (Рус. перев.: Ферми Э. Научные труды. М.: Наука, 1972. Т. 2. С. 647.)
  19. Чашечкин Ю.Д., Кистович Ю.В. Монохроматические внутренние волны в произвольно стратифицированной жидкости // Докл. РАН. 1998. Т. 359. № 1. С. 112–115.
  20. Иванов В.А., Коняев К.В. Бор на термоклине // Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. № 4. С. 416–423.

Москва

Поступила в редакцию  
31.VII.1997