

УДК 532.5.011:551.465.41

© 2007 г. В.В. МИТКИН, Ю.Д. ЧАШЕЧКИН

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВИСЯЩИХ РАЗРЫВОВ В ВИХРЕВЫЕ СИСТЕМЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ТЕЧЕНИИ ЗА ЦИЛИНДРОМ

Различными теневыми методами исследованы механизмы формирования висящих разрывов, вихревых диполей и последовательностей вихрей в волновом следе за цилиндром, равномерно движущемся в непрерывно стратифицированной жидкости. Существование разрывов обусловлено искажением фазовой картины внутренних волн в течении со сдвигом и переменной стратификацией и последующим взаимодействием волн с возникающими неоднородностями. Висящие разрывы и вихревые системы являются низкоскоростными аналогами ударных волн. Анализ картины внутренних волн показывает, что значения нормальной компоненты скорости различаются на верхних и нижних берегах разрывов. Приведена диаграмма режимов такого типа течений.

Ключевые слова: стратифицированная среда, внутренние волны, пограничные слои, уединенные разрывы, висящие вихри, эволюция структуры.

Изучению влияния устойчивой стратификации на картину обтекания двумерных и трехмерных препятствий посвящены работы [1, 2]. Первоначально исследовались только крупномасштабные элементы – опережающее возмущение (заблокированная жидкость перед препятствием), поле внутренних волн, спутное течение с погруженными вихрями и вихревыми системами, играющие важную роль в динамике и экологии природных систем. В частности, эффекты блокировки потока перед горными системами заметно влияют на степень загрязненности атмосферы. Внутренние волны проявляются в структуре картины облаков и влияют на безопасность летательных аппаратов [3]. Вихревые элементы спутных течений определяют перенос примесей и характер взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью.

Более детальные наблюдения стратифицированных течений высокоразрешающими оптическими (теневыми) методами позволили выделить мелкомасштабные возмущения и новые классы тонких структур гидродинамического следа [4]. Позднее изолированные высокоградиентные прослойки, не имеющие гидродинамических особенностей на своих передних и задних кромках, были зарегистрированы и вне следа, в поле внутренних волн [5]. Как крупномасштабные, так и тонкоструктурные элементы устойчиво воспроизводятся в опытах, существуют достаточно продолжительное время и учитываются при составлении карт режимов [6]. Изучение тонкоструктурных элементов необходимо для понимания динамики стратифицированных сред – гидросферы [5] и атмосферы [3] и природы формирования их тонкой структуры, которая включает долгоживущие высокоградиентные прослойки и толстые, более однородные слои.

Области пересечения изопикнических и изохорических поверхностей служат дополнительными источниками завихренности, влияющей на общую картину течений [7]. При этом ядра вихрей могут располагаться не только в пограничном слое в окрестности тела, но и вдали от него, в поле внутренних волн, где сдвиги скорости сравнительно невелики. В ряде режимов в поле внутренних волн за цилиндром наблюдаются протяженные высокоградиентные прослойки, которые не контактируют с пограничными слоями на препятствии, на стенках и свободной поверхности.

Хотя возможность существования сингулярных элементов обсуждается длительное время, начиная с пионерских работ Дж. Стокса (1848 г.), механизмы их формирования и влияния на динамику течений остаются неизвестными. В этой связи представляет интерес экспериментальное исследование процессов образования уединенных прослоек и условий перестройки их структуры при изменении режимов течений. В данной работе впервые визуализирован процесс формирования висящих разрывов в стратифицированном течении за равномерно движущимся горизонтальным цилиндром и прослежена их трансформация в уединенные изолированные вихри или вихревые системы.

1. Определяющие параметры задачи. Плотность среды ρ_0 и ее градиент $d\rho_0/dz$, которые предполагаются непрерывными функциями вертикальной координаты z , характеризуются масштабом $\Lambda = |d(\ln\rho_0)/dz|^{-1}$, частотой N и периодом плавучести $T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$ (g – ускорение свободного падения). Параметры жидкости – коэффициенты кинематической вязкости ν и диффузии стратифицирующей компоненты κ_s (для водного раствора хлорида натрия $\nu = 0.01$ см²/с, $\kappa_s = 1.41 \cdot 10^{-5}$ см²/с).

Размерные параметры задачи обтекания препятствия – его скорость U и характерный размер (диаметр D). Длина присоединенной внутренней волны $\lambda = UT_b = 2\pi U/N$ не зависит от формы тела и определяется его скоростью и значением периода плавучести. Высота заблокированной жидкости задается вертикальным размером препятствия, а ее длина зависит от параметров течения.

Кроме регулярных крупномасштабных в течениях формируются тонкоструктурные (сингулярные) элементы. Они выделяются даже в течениях, индуцированных диффузией на непроницаемых поверхностях в покоящихся жидкостях, и характеризуются собственными микромасштабами скорости $\delta_N = \sqrt{\nu/N}$ и плотности или солёности $\delta_s = \sqrt{\kappa_s/N}$ [8].

Скоростной и плотностной пограничные слои на препятствии, контактирующие с равномерным внешним потоком (слои Прандтля и Пекле), характеризуются традиционными масштабами $\delta_u = \nu/U$ и $\delta_p = \kappa_s/U$.

Множественность независимых микромасштабов различной природы отражает сложность структуры течений жидкости, которая ранее не изучалась во всей полноте. В приближении однородной жидкости происходит слияние и вырождение пограничных слоев различной природы [9], что приводит к неразрешимости уравнений движения традиционными регулярными методами анализа.

Отношения базовых масштабов образуют основные безразмерные параметры стратифицированных течений, отражающие относительное влияние диссипативных факторов (числа Рейнольдса $Re = D/\delta_u = UD/\nu$, Пекле $Pe = D/\delta_p = UD/\kappa_s$ или их отношение – число Шмидта $Sc = Pe/Re$), эффектов плавучести (внутреннее число Фруда – $Fr = \lambda/2\pi D = U/ND$) и изменчивости плотности на масштабах препятствия (отношение масштабов $C = \rho_0/\Delta\rho = \Lambda/D$).

Поскольку стратификация обычно слабая ($\Delta\rho/\rho \ll 1$, $C \gg 1$), а кинетические коэффициенты достаточно малые, значения базовых масштабов существенно различаются между собой ($\Lambda \gg D \gg \delta_u \gg \delta_p$; $\lambda \gg \delta_N \gg \delta_s$). Наименьший из множества базовых масштабов (δ_p или δ_s) определяет пространственное разрешение метода, необходимое для регистрации всех элементов течения. Поскольку положение тонкоструктурных элементов движения заранее неизвестно, метод регистрации должен быть полевым с достаточно большой областью наблюдения. Практически указанным требованиям при исследовании течений жидкости удовлетворяют только высококачественные теневые приборы. В аэродинамических трубах для их выделения также используются высоко разрешающие термоанемометры в сочетании со сложными компьютерными программами обработки данных [10].

2. Методика. Опыты выполнены в бассейне $220 \times 40 \times 60$ см³ с прозрачными стенками, который заполнялся снизу линейно стратифицированным водным раствором хлорида натрия методом непрерывного вытеснения.

Полый цилиндр с внешним диаметром $D = 2.5, 5.0, 7.6$ см размещался поперек бассейна и с помощью тонких ножей крепился к каретке, которая перемещалась по направляющим с постоянной скоростью в диапазоне $U = 0.03\text{--}6.0$ см/с. Условия этих опытов $C = 450\text{--}1500$; $Fr = 0.01\text{--}1.5$; $Re = 15\text{--}2000$ соответствуют нескольким типам течений на диаграмме режимов [2, 4, 6].

Наблюдение картины течения проводилось теневым прибором ИАБ-458 традиционными методами: “вертикальная щель-нож” и “щель-нить в фокусе” [11]. В силу естественной дисперсии света в стратифицированном бассейне, эквивалентном оптической призме, даже такие визуализирующие диафрагмы, как нож и нить, формируют цветное теневое изображение. При этом выбор базового цвета (красного или синего) определяется положением кромки диафрагмы относительно центра изображения щели.

Регистрация картины течения велась на цветную фотопленку или цифровую видеокамеру. Здесь приводятся черно-белые версии полученных изображений, преобразованные при помощи компьютера. При этом невозмущенное поле имеет серый цвет, и вариации яркости изображения, полученного методом ножа, пропорциональны изменениям горизонтальной компоненты коэффициента преломления, связанного с плотностью водного раствора поваренной соли линейным соотношением [12]. Яркость изображения, полученного методом нити, пропорциональна вариациям модуля градиента коэффициента преломления. Пространственное разрешение этих методов практически совпадает, и при фотографической регистрации выделяются элементы с масштабом более 0.1 мм.

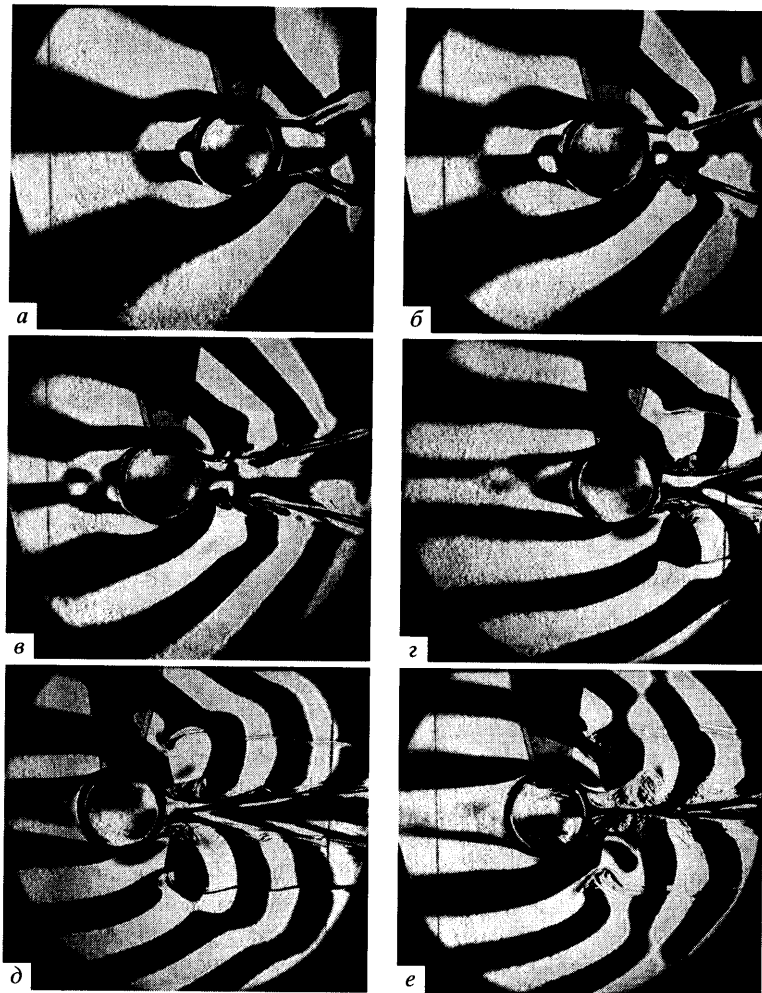
Теневые картины, полученные различными методами, не являются подобными. Метод ножа наиболее чувствительный, но изображения волн, отклонения лучей в которых выходят за границы рабочего динамического диапазона прибора, затемняют менее контрастные мелкомасштабные элементы течения. Метод нити визуализирует только линии гребней и впадин волн (изображения которых заметно различаются) и позволяет на их фоне регистрировать более тонкие структуры. Применение взаимно дополняющих независимых методов повышает достоверность и надежность результатов.

Для измерения вертикальных смещений жидких частиц в поле внутренних волн использовался “одноэлектродный” датчик удельной электропроводности, чувствительным элементом которого является торец ячейки, состоящей из внутреннего платинового электрода диаметром 0.2 мм и внешнего коаксиального никелевого электрода, разделенных диэлектрической вставкой. Этим же датчиком перед каждой серией опытов измерялись профиль плотности сканированием по вертикали и период плавучести по регистрации внутренних колебаний, возбуждаемых плотностной меткой с погрешностью не более 5% [13]. В данных опытах период плавучести составлял $T_b = 7.4\text{--}21$ с.

После заполнения бассейна и выдержки более 48 ч для сглаживания неоднородностей распределения плотности проводилась регистрация картины течений, индуцированных диффузией [8] около цилиндра, который устанавливался в поле зрения. Затем цилиндр медленно отводился в выбранное начальное положение. После затухания всех внесенных возмущений цилиндр приводился в движение с заданной скоростью.

Поскольку в данной серии опытов цилиндр двигался с малой скоростью, все вносимые возмущения быстро затухали и практически не искажали распределение плотности и значение периода плавучести на горизонте движения центра тела.

Методика регистрации временной эволюции тонкой структуры течения основывается на ранее замеченной высокой степени воспроизводимости как макро- так и микро-структурных элементов стратифицированных течений [4, 5]. В серии последовательных опытов скорость поддерживалась неизменной, но цилиндр устанавливался на различных расстояниях от области наблюдения. Длина проходимого пути от точки старта до



Фиг. 1. Теневая картина установления течения с висящими разрывами и вихревыми системами после начала движения горизонтального цилиндра в непрерывно стратифицированной жидкости ($T_b = 10.5$ с, $D = 5$ см, $U = 0.28$ см/с, $Re = 140$, $Fr = 0.094$, $C = 550$): $a-e - t = 15, 20, 30, 55, 75, 170$ с; визуализация методом ножа Фуко

окна каждый раз увеличивалась на ширину поля зрения. Таким образом, картины течения на выходе препятствия из поля зрения в предыдущем опыте и на входе в него в последующем совпадали, а возраст следа в центре возрастал. Следующий опыт проводился после затухания всех видимых возмущений, возникающих при установке тела в выбранную точку и начала регистрации картины течений, индуцированных диффузией [8]. Всего выполнено более 20 серий опытов.

3. Основные результаты. Последовательные теневые изображения картины течения в фазе формирования висящего разрыва приведены на фиг. 1 (здесь и далее цилиндр движется справа налево). Темные и светлые полосы здесь визуализируют фазовые поверхности внутренних волн, на их границах располагаются гребни и впадины. Их форма позволяет классифицировать тип источника.

Наклонные лучи визуализируют нестационарные волны как опережающие, так и обусловленные началом движения тела. Искривленные фазовые поверхности позади тела соответствуют присоединенным внутренним волнам, форма которых в невозмущенной среде – дуги окружностей [1]. Их отклонения от канонической формы обусловлены эффектом Доплера и искажениями профиля плотности в следе. Высокоградиентные прослойки и оболочки вихрей позади препятствия отображаются тонкими темными и светлыми полосами.

Начало движения сопровождается излучением пучка нестационарных волн, которые распространяются вдоль радиус-векторов [1]. Их скорость растет с увеличением длины и расстояния до места формирования, поэтому они быстро заполняют область наблюдения (фиг. 1, а). Внутри них в эллиптической области около тела располагаются более медленные присоединенные волны и растущее в направлении движения опережающее возмущение, которое на этой стадии включает последовательность коротких нестационарных волн. Им соответствуют темные и светлые наклонные лучи перед телом. Внешние кромки высокоградиентных оболочек позади препятствия в правой части рисунка отмечают начальное положение полюсов тела – крайних точек, с которых начинается их отрыв.

Со временем лучи нестационарных волн замещаются искривленными поверхностями, формирующихся присоединенных волн, область распространения которых ограничена высокоградиентными оболочками плотностного следа (фиг. 1, б). Уже на этой стадии на оболочках следа образуется симметричная пара вихрей, которые располагаются в области контакта следа и линий максимальных скоростей движения частиц во внутренних волнах. Постепенно интенсивность опережающих возмущений убывает, волновая картина становится более упорядоченной, последовательно образующиеся мелкие вихри сплюсциваются под действием сил плавучести и прилегают к оболочке следа (фиг. 1, в).

В стадии формирования плотностной след имеет клиновидную форму, поскольку в этой фазе точки отрыва движутся от периферии к центральной плоскости следа до тех пор, пока зарождающийся донный вихрь не уравновесит влияние внешнего потока. В этом режиме оболочка следа сохраняет свою сплошность. Ее форма адекватно отражает структуру вихревого течения за телом, включающего подтекающую центральную струю и две вихревых нити на расстоянии 1.7 см от задней кромки (фиг. 1, з). Постепенно мелкомасштабные опережающие возмущения ослабевают и ко времени $t = 55$ с практически полностью исчезают (фиг. 1, а–д).

Все элементы крупномасштабных возмущений последовательно образуются по мере движения цилиндра. Иной характер носит процесс формирования висящих разрывов. На фиг. 1, а, б фазовые поверхности внутренних волн гладкие. На фиг. 1, в можно заметить слабые неоднородности на второй и третьей внутренней волне на расстоянии 3.3 см от линии движения центра тела. Их контрастность плавно нарастает одновременно по всей длине и к моменту $t = 55$ с высокоградиентная висящая прослойка оказывается сформированной по всей своей длине.

Передняя кромка висящего разрыва выглядит заостренной, около нее не видно никаких структурных особенностей (фиг. 1, з). Однако более детальный анализ увеличенного исходного цветного изображения показывает, что в окрестности передней кромки разрыва жидкость движется тонким слоем вдоль его поверхности справа налево в направлении движения тела. Такое течение на передней кромке вторгается во внешний поток с наложенными внутренними волнами. Взаимодействие внешнего потока с встречным течением вдоль прослойки приводит к формированию вихревой пары, размером 1.7 см (фиг. 1, д). В нижнем полупространстве верхний вихрь, располагающийся между прослойкой и плотностным следом, – антициклонический (вращение по часовой стрелке), а нижний – циклонический.

Таким образом, передняя кромка висящего разрыва содержит точку бифуркации внешнего течения, в окрестности которой поток разделяется на две струи – ускоренную между прослойкой и следом, которая отклоняется к линии движения центра тела, и внешнюю, уходящую от следа (фиг. 1, з).

Усложнение картины распределения скоростей жидкости v и профилей плотности сопровождается искажением фазовых поверхностей вследствие эффекта Доплера ($\omega(z, t) = \omega_0 + \mathbf{kv}$) и зависимости наклона фазовых поверхностей от величины отношения локальной частоты $\omega(z, t)$ к частоте плавучести $N(z, t)$. Угол наклона коротких внутренних волн к горизонту θ определяется соотношением частот $\sin\theta = \omega(z, t)/N(z, t)$ [1]. В лабораторной системе координат фазовая скорость внутренних волн направлена по нормали к гребням и впадинам, а групповая – вдоль них.

Таким образом, излучаемые внутренние волны пересекают тонкие высокоградиентные слои, которые обычно трактуются как физические разрывы, поскольку характерный поперечный масштаб данного элемента течения $\delta_i \approx 0.1$ см существенно меньше размеров и всех других структурных элементов течения, в частности длины присоединенной внутренней волны $\lambda = 3.0$ см (фиг. 1, з).

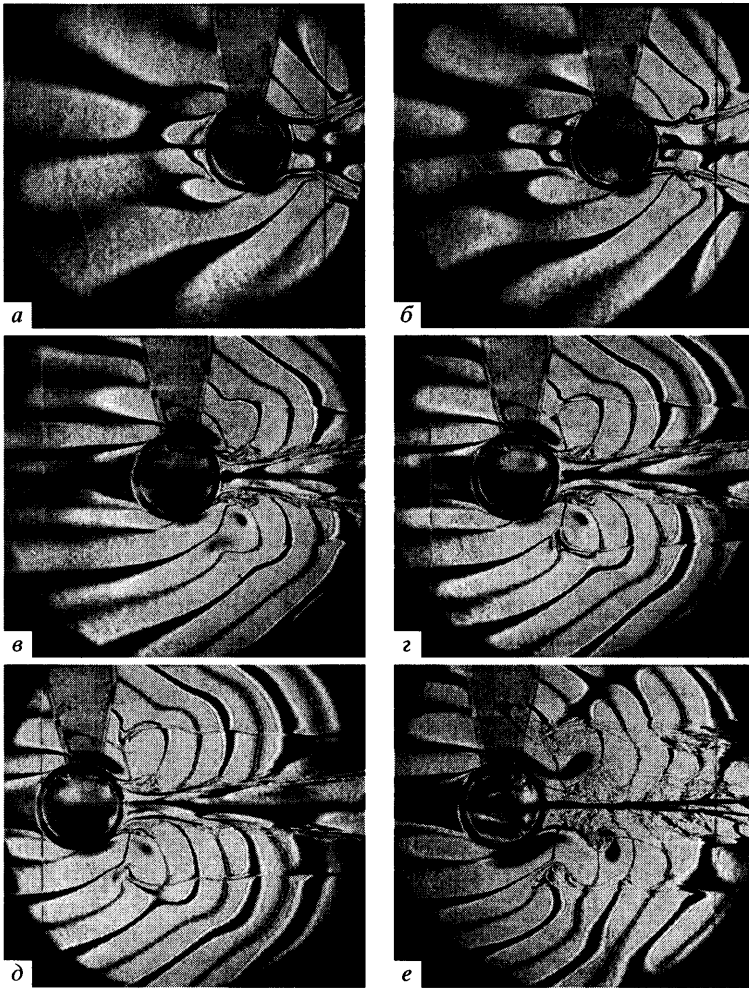
Из решений волновых уравнений следует, что при распространении волн в жидкости с произвольным распределением частоты плавучести фазовые поверхности отклоняются к вертикали в областях ослабления стратификации, к горизонтали – в областях усиления, и порождают внутренние пограничные течения с характерным поперечным масштабом δ_N на поверхностях разрыва градиента плотности и его производной вплоть до третьей [14]. Таким образом, контрастность возникшей прослойки постепенно усиливается внутренними волнами, которые непрерывно образуются при движении цилиндра. Этот механизм существен на начальной стадии формирования прослойки. На более поздних стадиях, когда волновые картины выше и ниже прослойки заметно различаются, основную роль начинают играть процессы нелинейного взаимодействия волн и пограничного течения, характер которых более наглядно выявляет его визуализация методом нити.

К моменту $t = 75$ с формирование картины течения практически завершено (фиг. 1, д). Перед цилиндром располагается движущаяся вместе с ним клиновидная область заблокированной жидкости, геометрические характеристики которой определены в [15]. Наклонные полосы перед телом визуализируют опережающие нестационарные внутренние волны, переходящие в присоединенные внутренние волны за препятствием, длина которых $\lambda \approx UT_b = 2.95$ см.

Регулярная картина установившихся присоединенных внутренних волн во внешней области существенно искажается в окрестностях высокоградиентных прослоек и наклонных линий (характеристик), на которых происходит резкое изменение фазы (излом) внутренних волн. Появление интерференционной картины с линиями резкой смены фаз свидетельствует об увеличении размеров источника их формирования.

В этом режиме волны излучаются всей совокупностью элементов течения с высокоградиентными оболочками, включающей не только движущееся тело, но и опережающее возмущение, донный и другие вихри в следе. Увеличение размеров и сложности источника приводит к росту амплитуд волн и усилению эффектов их взаимодействия с другими компонентами течения. В картине спутного течения позади равномерно движущегося тела также присутствуют нестационарные элементы, которым соответствуют наклонные клиновидные полосы внутри плотностного следа (фиг. 1, д).

В картине установившегося течения (фиг. 1, е) донный вихрь становится более протяженным, центральное подтекающее к цилиндру течение в следе трансформируется в тонкую прослойку. В фазовой картине присоединенных волн выражены две линии излома. Пара висящих вихрей потеряла свою симметричную форму, антициклонический вихрь вытянулся вдоль прослойки, а циклонический под прослойкой сохранил свой размер около 0.9 см. Висящий разрыв расщепился на отдельные слои.



Фиг. 2. То же, что на фиг. 1: $a-e - t = 15, 20, 50, 60, 70, 200$ с; визуализация методом вертикальная щель-нить

Геометрию сингулярных элементов стратифицированного течения за цилиндром позволяет проследить последовательность теневых изображений, полученных методом “щель-нить”, которая представлена на фиг. 2 для тех же условий эксперимента. Семейство тонких светлых линий на фиг. 2, *a, б* – плотностные метки, смещение которых показывает картину распределения горизонтальной компоненты скорости. Из сравнения их смещений следует, что скорость распространения границ области блокировки приблизительно в два раза превосходит скорость тела (фиг. 2, *a, б*). Фазовые поверхности нестационарных волн не проникают внутрь области заблокированной жидкости (фиг. 2, *a*), а фазовые поверхности присоединенных – внутрь плотностного следа (фиг. 2, *б*). Гребни волн здесь визуализируются темными линиями, впадины – двойными серыми. Вихревые структуры на оболочках следа приводят к значительному искажению формы фазовых поверхностей (фиг. 2, *б*). Границы областей вихревых возмущений скорости и плотности не совпадают, область возмущений скорости имеет заметно большие размеры.

Со временем фазовые поверхности присоединенных волн все больше отклоняются от полукружностей, рассчитанных для сингулярных источников [1], и к моменту $t = 50$ с (фиг. 2, в) на них появляются разрывы. Возникающие неравномерности вертикальной скорости частиц жидкости в волновом поле трансформируются в тонкое течение вдоль разрыва, ориентированное в его головной части в сторону движения тела. Переносимая жидкость скапливается на передней кромке разрыва и взаимодействует с набегающим потоком.

Изменения стратификации и сдвига скорости приводят к сильному искажению формы второй впадины под телом и образованию двух компактных зон с аномалиями градиента плотности, которые индицированы серым пятном на передней кромке разрыва и темным пятном вблизи границы плотностного следа. Появление таких локализованных возмущений, которые носят чисто деформационный характер и не связаны с перемешиванием или переносом жидкости, существенно искажает форму фазовых поверхностей волн.

По мере трансформации картины течения деформация присоединенных волн становится все более и более выраженной, прослойки приобретают волнистую форму. Положения экстремальных точек смещений границы плотностного следа четко скоррелированы с гребнями и впадинами контактирующих с ними присоединенных внутренних волн (фиг. 2, з).

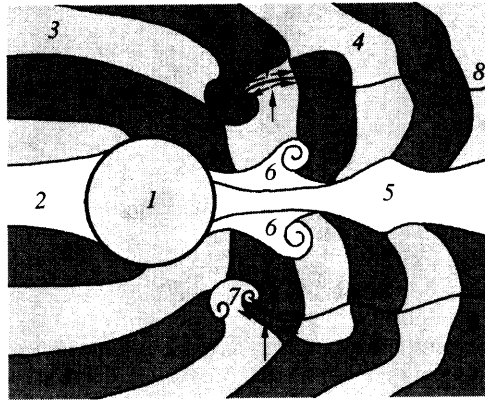
С увеличением длины области заблокированной жидкости и деформации плотностного следа эффективный размер области излучения волн растет, о чем свидетельствует появление интерференционных линий резкой смены фаз, расположенных под углом 24° к оси движения (фиг. 2, д, е) в дополнение к расположенным горизонтально висящим разрывам. Таким образом, в процессе установления течения гладкие фазовые поверхности присоединенных волн, вдоль которых амплитуды монотонно убывают, претерпевают существенные изменения: на них появляются особые горизонтальные поверхности, разделяющие волновые поля различной структуры, и наклонные интерференционные полосы, отражающие нелокальность источника излучения волн.

Присоединенные внутренние волны большой амплитуды активно взаимодействуют со спутным течением и формируют на высокоградиентных оболочках плотностного следа возвышения и впадины с размахом до 1 см.

В установившейся картине течения, приведенной на фиг. 2, е, вихревая система на передней кромке висящего разрыва под цилиндром имеет типичную форму деформированного вихревого диполя с вытянутой антициклонической (верхней) частью и компактной циклонической (нижней) частью. В окрестности вихря нарушается регулярная структура поля присоединенных внутренних волн. Контактующий с его передней кромкой гребень (темная линия) деформируется. Последующая впадина (серая линия на фиг. 2, е) замыкается на нижнюю точку висящей вихревой системы и не проникает в область между прослойкой и следом. Следующий гребень искривляется и входит в донную часть висящего вихря в окрестности точки его контакта с прослойкой. И только вторая впадина, обозначенная следующей серой линией, проходит через разрыв и достигает крайней точки вихревой системы, погруженной в спутное течение.

Внешние оболочки плотностного следа имеют типичную форму нелинейных волн с заостренными гребнями и пологими впадинами. В нижней части вихревого пузыря в следе (по терминологии [2]) отчетливо выделяется дополнительный вихревой жгут.

Волновые возмущения пронизывают весь плотностной след, их форма указывает на существование подтекающего к телу течения в его центре. Вследствие выноса части жидкости, заблокированной перед цилиндром, позади тела вблизи оси следа происходит смыкание разнесенных водных масс и образование поверхности разрыва плотности, о чем свидетельствует резкая темная полоса в центре картины течения за телом. Амплитуда излучаемых волн продолжает увеличиваться, о чем свидетельствует рост размеров темных пятен, индицирующих области с повышенным значением градиента плотности,



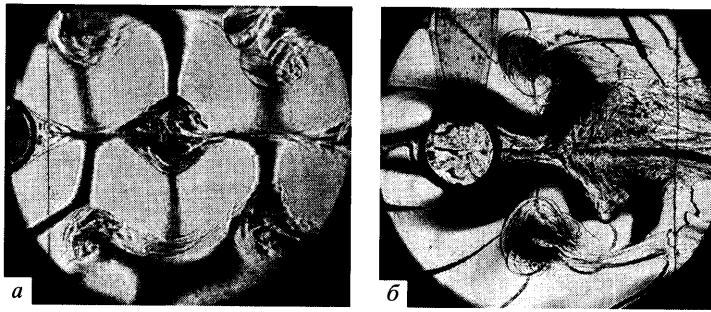
Фиг. 3. Схема стратифицированного течения за цилиндром с висящими вихрями: 1 – цилиндр, 2 – область заблокированной жидкости, 3 – нестационарные внутренние волны, 4 – присоединенные внутренние волны, 5 – плотностной след, 6 – вихревые жгуты, 7 – висящие вихревые системы, 8 – разрывы плотности

в которых лучи отклоняются за границы динамического диапазона и начинают виньетироваться элементами конструкции теневого прибора.

Основные структурные элементы течений, приведенных на фиг. 1, *д*, *е* и фиг. 2, *г-е*, показаны на схеме (фиг. 3). Непосредственно перед цилиндром 1 располагается область заблокированной жидкости 2, которая движется вместе с ним. Выше и ниже нее перед телом находятся нестационарные внутренние волны 3. Их фазовые поверхности – наклонные линии – плавно переходят в присоединенные внутренние волны позади тела 4. В безграничной среде скорость нестационарных волн растет с удалением от тела. Картина присоединенных волн стационарна относительно тела, поскольку компонента их фазовой скорости в направлении движения тела равна его скорости. Границы между светлыми и темными полосами соответствуют гребням волн, а между темными и светлыми – впадинам. К телу сзади примыкает плотностной след 5, во внешней части которого располагаются вихревые жгуты 6. К висящим в поле присоединенных внутренних волн вихревым системам 7 примыкают протяженные разрывы плотности 8, вдоль которых фазовые поверхности выше и ниже лежащих внутренних волн смещены друг относительно друга.

Стрелки иллюстрируют направления течения жидкости в области формирования висящих разрывов и головного вихря. Сдвиг фазовых поверхностей на разрыве означает, что к его отдельным точкам в выбранной вертикальной плоскости жидкость подходит с различными (и даже противоположными) значениями вертикальной компоненты скорости. Втекающие частицы отклоняются и формируют тонкое течение, поперечный размер которого определяется масштабом скоростного пограничного слоя δ_V [14]. Поскольку фазовые сдвиги, как и амплитуды присоединенных внутренних волн, не постоянны вдоль поверхности разрыва, втекающая жидкость может как сжимать его, так и растягивать в поперечном направлении. Как показывает опыт, в областях растяжения на висящих разрывах могут формироваться дополнительные вихревые пары. Примеры такого течения приводятся на фиг. 4.

Появление висящих вихрей существенно меняет размеры вихревого следа за препятствием. В жидкости со слабой стратификацией формируются компактные вихри, часть из которых приведена на фиг. 4, *а* (вихревая пара на оси следа и по две вихревых пары на висящих разрывах). Высота вихревого пузыря на оси следа $H_1 = 4.5$ см, горизонталь-



Фиг. 4. Влияние стратификации на картину вихревого течения за цилиндром $D = 5$ см: *а* – слабая стратификация при $T_b = 21$ с, $U = 0.4$ см/с, $C = 2200$, $Fr = 0.28$, $Re = 200$; *б* – сильная стратификация при $T_b = 7.5$ с, $U = 1.0$ см/с, $C = 280$, $Fr = 0.24$, $Re = 500$

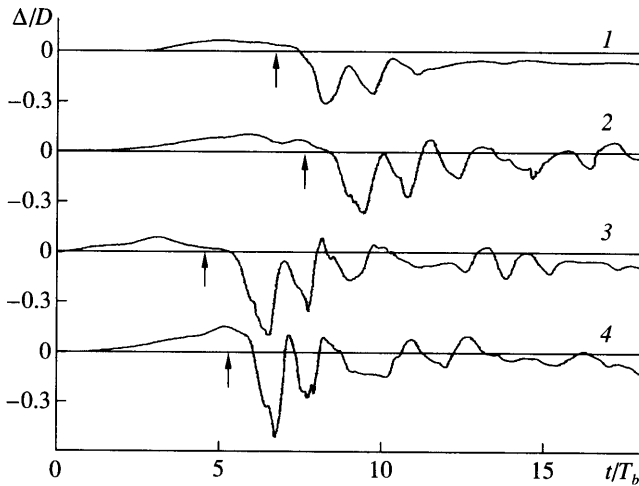
ный размер $L_1 = 6.6$ см. Расстояние от сечения с максимальным вертикальным размером до тела $S_1 = 8.2$ см.

Первая пара изолированных вихревых диполей расположена на линии, проходящей через центр цилиндра и наклоненной под углом 48° к оси движения. Центры вихрей находятся на расстоянии $h_1 = 6$ см от оси движения, вертикальный размер диполя $l_1 = 3.3$ см. Расстояние до соседней вихревой пары составляет 10.5 см. Все вихревые диполи связаны настолько тонкими прослойками толщиной менее 0.1 см, что они не могут быть зарегистрированы менее разрешающими теневыми методами (например, интерферометрическим [11], голографическим, или распространенным в последнее время “синтетическим теневым методом” [16]).

Картина фазовых поверхностей на фиг. 4, *а* четко иллюстрирует механизм формирования уединенной прослойки. В центре кадра к нижней прослойке со стороны плотностного следа подходит более энергичный гребень внутренней волны, определяющий ее деформацию (серая кривая). С внешней стороны к ней примыкает гребень меньшей амплитуды (темная кривая), который расщепляется на два рукава, каждый из которых направлен к одной из висящих вихревых систем. Более слабый отщепленный гребень входит с тыльной стороны в головной вихревой диполь. Более сильный гребень проходит по касательной к головной части второго вихревого диполя.

На приводимой фотографии висящий разрыв состоит из отдельных резких прослоек. Существование семейства прослоек может быть связано как с формированием мелко-масштабных возмущений на вихревом диполе, так и являться следствием эффекта интегрирования вдоль луча зрения. Слоистое изображение формируется, если прослойка волнистая в поперечном направлении.

С увеличением стратификации растут размеры вихревых систем, находящихся как в плотностном следе, так и вне его, но вся структура становится более компактной, несмотря на увеличение скорости тела. При этом растет длина области полной блокировки, а следовательно, увеличиваются искажения исходного профиля плотности. Если в течении на фиг. 4, *а* максимальные возмущения плотности наблюдаются на его периферии, в поле внутренних волн вне области висящих вихрей, то в жидкости с сильной стратификацией они сосредоточены в окрестности тела, области первого расширения плотностного следа, а также в центре висящего вихря (им соответствуют темные пятна на фиг. 4, *б*). Высота вихревого пузыря на оси следа $H_2 = 7.8$ см, горизонтальный размер $L_2 = 6.9$ см. Расстояние от сечения с максимальным вертикальным размером до тела $S_2 = 6.9$ см. Первая пара изолированных вихревых диполей расположена на линии, проходящей через центр цилиндра и наклоненной под углом 48° к оси движения. Центры



Фиг. 5. Вариации положения слоев при движении цилиндра ($D = 5$ см, $T_b = 7.5$ с, $C = 280$): 1 – $U = 0.73$ см/с, $Fr = 0.17$, $Re = 365$; 2 – $U = 0.84$ см/с, $Fr = 0.2$, $Re = 420$; 3 – $U = 1.01$ см/с, $Fr = 0.24$, $Re = 500$; 4 – $U = 1.21$, $Fr = 0.29$, $Re = 605$

вихрей находятся на расстоянии $h_2 = 5$ см от оси движения. Вертикальный размер диполя $l_2 = 4.7$ см.

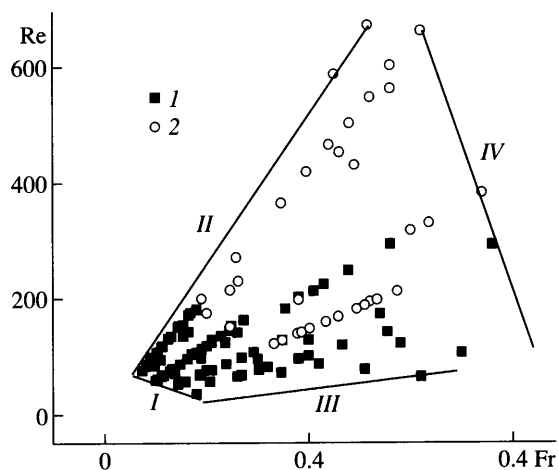
В слабо стратифицированной жидкости изолированные вихри соединены тонкими ламинарными прослойками. В сильно стратифицированной среде вихревой пузырь [2] образует сравнительно широкий вихревой след, максимальный вертикальный размер которого более чем в 1.5 раза превышает диаметр тела. В этом случае вторая пара висящих вихрей (часть которой видна на фиг. 4, б) слабо влияет на вертикальный размер плотностного следа. Фазовые поверхности присоединенных волн четко очерчены и гладкие везде, за исключением областей контакта с висящими вихрями.

Общее свойство течений такого типа – наличие полосы жидкости без тонкоструктурных возмущений, отделяющей плотностной след и висящие разрывы [4].

Совмещенные регистрограммы вариаций смещений слоев Δ относительно их положения в невозмущенной жидкости приводятся на фиг. 5. Величина Δ определялась по вариациям удельной электропроводности, измеренным с помощью неподвижного датчика, чувствительный элемент которого находился на высоте 5.5 см от верхней образующей цилиндра. Собственно датчик виден в правой верхней части фиг. 5, б. Калибровка датчика проводилась непосредственно перед началом опытов методом “подъем-погружение” на высоту 1.5 см.

Характер кривых одинаков во всех случаях. С началом движения цилиндра более быстро распространяющаяся область заблокированной жидкости поднимает слои жидкости над цилиндром. Неоднородности смещений связаны распространяющимися в ней возмущениями, которые показаны на фиг. 1, а–г, 2, а, б. После прохождения тела (стрелками обозначены моменты прохождения центра цилиндра под датчиком) все кривые смещаются ниже нейтрального положения, что связано с уносом части жидкости перед движущимся телом и опусканием слоев. Число и амплитуда осцилляций растут как с увеличением числа Рейнольдса (с чем связан рост интенсивности вихревого движения), так и числа Фруда.

Период осцилляций убывает с возрастанием скорости движения цилиндра, что обусловлено уменьшением наклона волнового поля на горизонте расположения датчика (который при этом попадает в область все более высоких частот, стремящихся к частоте



Фиг. 6. Диаграмма режимов течений с висящими вихревыми диполями и системами вихрей: 1 – изолированные висящие вихри, 2 – последовательности вихрей; I – течение с тонким высокоградиентным следом, II – течение с микромасштабной неустойчивостью, III – течение заостренными волно-вихревыми образованиями, IV – течение с вихревыми пузырями на оси следа

те плавучести [16]). Мелкомасштабные возмущения на первой нисходящей ветви кривых 2–3 обусловлены воздействием вихревых диполей. Возмущения на втором минимуме кривой 4 связаны с попаданием датчика в плотностной след (фиг. 4, б). Отклонения форм кривых от расчетных [1, 16] обусловлены искажением частоты плавучести, эффектом Доплера и динамическими свойствами датчика, которые не учитывались в расчетах.

Диапазон параметров опытов, в которых наблюдались висящие вихревые пары и системы вихрей на прослойках, отделенных от плотностного следа слоем жидкости без тонкоструктурных возмущений, приведен на фиг. 6. В представленную диаграмму режимов включены результаты всех выполненных опытов (часть из которых дана также в [6]). При увеличении чисел Рейнольдса и Фруда течение с висящими разрывами плавно переходит в течение с висящими вихревыми парами и их последовательностями. Область существования таких течений граничит с несколькими типами структур при всех исследованных стратификациях. Слева снизу к ней примыкает течение с микромасштабной неустойчивостью [5], снизу – с тонким высокоградиентным следом, заостренными волно-вихревыми образованиями, справа – вихревыми пузырями на оси следа. Такие тонкоструктурные элементы, как висящие разрывы и вихри в поле внутренних волн – устойчивые образования, воспроизводимые в тонких деталях при повторении опыта в данной серии и даже после перезаполнения бассейна при сохранении параметров течения. С физической точки зрения прослойки могут трактоваться как поверхности разрыва, поскольку их толщина существенно меньше всех остальных линейных масштабов задачи.

Аналитические исследования свойств поверхностей разрывов в течениях жидкости, существование которых было постулировано Стоксом [17], проводили Гельмгольц, Бьеркнес, Маргулис. Скорость движения нестационарных разрывов впервые определил Н.Е. Кочин применительно к задачам динамической метеорологии [18], поскольку они часто наблюдаются в циклонах и других атмосферных течениях (фронты).

Анализ эволюции изучаемых течений показывает, что в окрестности своих передних кромок сингулярные элементы (висящие разрывы) могут считаться аналогами ударных

волн, поскольку в их окрестности нарушается условие непрерывности нормальной компоненты скорости. Со временем приносимые на висящие разрывы возмущения накапливаются, втекающая в них жидкость достигает передней кромки, взаимодействует с внешним течением и формирует вихревой диполь с вытянутым внутренним и компактным внешним вихрем. В высокоскоростной гидродинамике ударные волны изучены достаточно глубоко [19], их аналоги в низкоскоростной гидродинамике ранее не были известны.

Традиционно предполагается, что для образования поверхностей разрыва нормальной компоненты скорости необходимы достаточно энергонасыщенные движения или взаимодействия водных или воздушных масс с различными значениями плотности и температуры. Однако в полной классификации инфинитезимальных периодических движений в неоднородной жидкости показано, что пограничные слои на ограничивающих поверхностях и их аналоги в толще жидкости сосуществуют с волнами при любых скоростях движений [9]. Они порождаются вследствие отрыва течений индуцированных диффузией (расчеты для сферических поверхностей приведены в [8]) на любых неровностях рельефа ограничивающей поверхности.

Заключение. Анализ картины стратифицированного течения за цилиндром показывает, что регулярные крупномасштабные элементы (внутренние волны, заблокированная жидкость, спутный след) и сингулярные элементы (висящие разрывы и прослойки в следе) образуют единую систему. Они формируются и распадаются одновременно (несмотря на различие в масштабах) и непосредственно взаимодействуют между собой. Висящие разрывы могут трансформироваться в вихревые пары и их последовательности (системы).

Структуры волновых полей и длины волн в слое между висящим разрывом и плотностным следом и в свободном пространстве заметно различаются. Вихревые диполи на передних кромках уединенных разрывов в свою очередь деформируют регулярную картину присоединенных внутренних волн. Для измерения количественных характеристик таких элементов течения необходимо существование совершенное измерительных приборов и методик их применения с учетом вносимых ими возмущений в картину тонкоструктурного течения.

Детальные исследования течений на разрывах плотности позволят глубже понять природу взаимодействия волновых и вихревых движений, механизмы переноса энергии и вещества, трансформации одних типов течений в другие.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской академии наук (Программа ОЭММПУ РАН "Динамика и акустика неоднородных жидкостей, газожидкостных смесей и суспензий"), РФФИ (№ 05-05-64090) и Фонда содействия отечественной науке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lighthill J.* Waves in Fluids. Cambridge: CUP. 1978. = *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. М.: Мир. 1981. 598 с.
2. *Boyer D.L., Davies P.A.* Laboratory studies of orographic effects in rotating and stratified flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2000. V. 32. P. 165–202.
3. *Кожевников В.Н.* Возмущения атмосферы при обтекании гор. М.: Научный мир, 1999. 159 с.
4. *Миткин В.В., Чашечкин Ю.Д.* Висящие разрывы в поле двумерных присоединенных внутренних волн // *ПМТФ.* 1999. Т. 40. № 5. С. 40–50.
5. *Миткин В.В., Чашечкин Ю.Д.* Структура стратифицированного течения около цилиндра при малых значениях внутреннего числа Фруда // *ПМТФ.* 1999. Т. 40. № 1. С. 80–88.
6. *Чашечкин Ю.Д., Миткин В.В.* Макро- и микроструктура спутного стратифицированного течения за цилиндром // *Докл. РАН.* 2000. Т. 373. № 6. С. 767–770.
7. *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидромеханика Часть 1. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.

8. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Докл. РАН. 2005. Т. 401. № 5. С. 613–618.
9. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических движений в жидкости // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 1. С. 55–58.
10. Сбоев Д.С., Грек Г.Р., Козлов В.В. Об особенностях внутреннего строения “полосчатых структур” // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6. № 3. С. 381–390.
11. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
12. 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. P. 595–608.
13. Смирнов С.А., Чашечкин Ю.Д., Ильиных Ю.С. Высокоточный метод измерения профиля периода плавучести // Измерит. техника. 1998. № 6. С. 15–18.
14. Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д. Линейная теория распространения пучков внутренних волн в произвольно стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1998. Т. 39. № 5. С. 88–98.
15. Миткин В.В. Экспериментальное исследование поля скорости перед двумерным препятствием в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 1. С. 85–92.
16. Макаров С.А., Чашечкин Ю.Д. Присоединенные внутренние волны в вязкой несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1982. Т. 18. № 9. С. 986–994.
17. Stokes G.G. On a difficulty in the theory of sound // Phil. Mag. 1848. V. 33. P. 349–356. (Mathematical and Physical Papers. 1880. V. I. Cambridge: University Press, 1880. V. I. P. 197–229).
18. Кочин Н.Е. Собрание сочинений. М.; Л.: Изд-во. АН СССР, 1949. Т. 1.
19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.

Москва

Поступила в редакцию
9. II. 2006