АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2005, том 51, № 1, с. 117–127

УДК 532.5.011:551.463.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА СПУТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ В ЛИНЕЙНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

© 2005 г. В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики РАН

119526 Москва, проспект Вернадского 101, корп. 1

E-mail: prohorov@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 22.08.03 г.

Приводятся результаты экспериментального исследования вертикального акустического зондирования стратифицированных течений – двумерных следов за цилиндрами и трехмерных следов за одиночными кольцевыми вихрями с одновременной оптической визуализацией звукорассеивающих зон. Путем спектральной оболочки теневых изображений (в области волновых чисел) и массивов эхосигналов (в частотной области) выделены наиболее вероятные структурообразующие элементы области рассеяния. Таковыми являются внутренние пограничные слои, вертикальный размер (толщина) которых определяется локальной частотой внутренних волн и кинематической вязкостью.

Акустическое зондирование является одним из быстроразвивающихся методов оперативного определения физических свойств и характеристик процессов, протекающих в стратифицированном океане или в атмосфере [1]. Зондирование используется для обнаружения сравнительно крупномасштабных (струй, течений, следов за препятствиями, внутренних волн) и тонкоструктурных явлений. При интерпретации результатов измерений возникает проблема определения природы рассеивателей, которые могут иметь физическое происхождение (пузырьки, суспензии, взвеси), биологическое и и гидромеханическое (турбулентность, многокомпонентная конвекция, вихри).

Основу идентификации класса рассеивателей составляют эмпирические закономерности [1], установленные в натурных и лабораторных условиях. Достаточно надежно обнаруживается присутствие газовых пузырьков (по резонансным частотам в эхосигналах) и биологической взвеси (по частотной зависимости и характерной временной миграции глубины залегания); менее надежно выделяется неорганическая взвесь.

Среди гидродинамических механизмов формирования акустического контраста называются термохалинная конвекция [2], турбулентность и более компактные образования – плоские вихревых жгуты, кольцевые вихри и когерентные структуры [3–5]. Рассеяние на турбулентных следах за телами в полунатурных условиях детально изучалось в [6]. В теоретических разработках модели рассеяния в океане привлекаются гипотезы, содержащие детерминированные спектры флуктуаций показателя преломления; модели такого рода можно распространить на случай трехмерной анизотропии неоднородностей [7].

В теоретических и экспериментальных исследованиях рассеяния от неподвижного одиночного двумерного вихря в однородной жидкости были обнаружены нулевые уровни в прямом и обратном направлениях [5]. Однако по данным лабораторных экспериментов в стратифицированной жидкости компактный вихрь интенсивно рассеивает ультразвук во всех направлениях [8]. В двумерных спутных стратифицированных течениях, где могут присутствовать вихри, слоистые структуры и мелкомасштабная турбулентность, на фоне объемного диффузного рассеяния на отдельных направлениях выделяются пики, связанные с зеркальным отражением от высокоградиентных поверхностей раздела [9]. Теоретических и практически интерес представляет изучение рассеяния от дискретных вихревых образований, многообразие форм которых составляет основу классификации режимов течений за препятствиями.

С точки зрения рассеяния звука интерес представляют области жидкости, содержащие некоторое множество элементов, имеющих близкие характерные размеры. Примером может служить турбулентная область, которая на определенной стадии эволюции характеризуется статистически одинаковым внутренним масштабом.

В стратифицированной жидкости кроме турбулентности существуют и другие механизмы генерации микромасштабных неоднородностей, обладающих подобным свойством. Среди них – т.н. внутренний пограничный слой, формирующийся

при взаимодействии внутренних волн с тонкой структурой течения.

Существование внутренних пограничных слоев вытекает из анализа системы уравнений движения, которая для изотермического случая может быть сведена к виду [1]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho_0} + \mathbf{g} + \nu\nabla^2\mathbf{v}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho\mathbf{v}) = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)s = \kappa_S\nabla^2 s.$$

Здесь $\mathbf{v}$ – скорость жидкости, p – давление, $\mathbf{g}$ – ускорение силы тяжести, s – соленость, ν – кинематическая вязкость, κ_s – коэффициент диффузии соли. Граничными являются условия прилипания и непротекания на поверхности движущегося (или обтекаемого) объекта высотой D и затухания всех возмущений на бесконечности.

Детальный анализ системы (1) показывает, что каждому типу внутренних волн соответствуют два различных типа слоев на обтекаемых поверхностях [10] или на прослойках внутри жидкости [11, 12], толщины которых определяются локальной частотой внутренних волн и соответствующим коэффициентом переноса – кинематической вязкостью или коэффициентом солевой диффузии.

Понятие "слой" отражает тот факт, что этот структурный элемент имеет определенный вертикальный размер (толщину), которая для динамического слоя (т.е. слоя в поле скорости течения) определяется как [11]

$$\delta_\nu = \sqrt{2\nu/\omega_i},$$

где ω_i – локальная частота внутренних волн. Горизонтальная протяженность "слоя" может принимать любое значение, которое в общем случае может быть и меньше его толщины. Область течения, в пределах которой вязкость и частота ω_i примерно постоянны, будет содержать некоторое множество элементов, имеющих одинаковый масштаб δ.

Эффективность обратного рассеяния звука от микроструктурной области зависит от соотношения структурообразующего микромасштаба δ (т.е. внутреннего масштаба, который является доминирующим) и длины звуковой волны λ. Как известно, максимум объемного рассеяния соответственно условию на длине волны $\delta = \lambda/2$ (резонанс Брэгга), поэтому близость масштаба δ к половине длине волны $\lambda/2$ можно принять в качестве критерия отнесения длинной неоднородности к классу эффективных рассеивателей.

С учетом указанного критерия в настоящей работе на основе экспериментальных данных, полученных путем эхолокации и оптической визуализации стратифицированных течений, исследуется роль внутренних пограничных слоев как источников рассеяния.

Рассматривается рассеяние звука с частотой ω и длиной волны λ от гидродинамического следа в экспоненциально стратифицированной жидкости, плотность которой $\rho(z)$ линейно возрастает с глубиной вследствие увеличения солености. Температура при этом считается постоянной. Стратификация характеризуется масштабом $\Lambda_\rho = |d(\ln\rho)/dz|^{-1}$ и частотой плавучести $N = \sqrt{g/\Lambda_\rho} = 2\pi/T_b$ (T_b – период плавучести), а механические колебания (внутренние волны) – частотой ω_i и длиной волны λ_i.

Безразмерные параметры следа: число Рейнольдса $\mathrm{Re} = D/\delta_u = UD/\nu$, где U – скорость движения следообразующего объекта (цилиндра или вихря) и внутреннее число Фруда $\mathrm{Fr} = U/ND$.

Одновременное использование взаимодополняющих методов теневой визуализации [13] и акустического зондирования расширяет возможности эксперимента. По спектрам оптического изображения определяются особенности пространственной структуры течения и устанавливаются структурообразующие масштабы. Частотные спектры колебаний эхосигнала позволяют выделить локальные частоты внутренних волн, которые совместно с кинетическими коэффициентами определяют текущие размеры внутренних пограничных слоев в озвученной области.

Опыты выполнены в бассейне $240 \times 40 \times 60$ см^3 с прозрачными стенками. Бассейн заполняется линейно стратифицированным водным раствором поваренной соли методом непрерывного вытеснения. Профиль распределения плотности и период плавучести измеряются перед каждым опытом с помощью датчика электропроводности (погрешность не более 5%). В данной серии опытов период составляет $T_b = 5.4$ с.

В бассейне создавались спутные течения двух типов: двумерное за горизонтально движущимися круговыми цилиндрами (диаметры $D = 1.5$ и 5.0 см) и трехмерное за кольцевыми вихрями. Цилиндр с помощью тонких ножей крепится к каретке, которая перемещается по направляющим, установленным над бассейном.

Для генерации вихрей применялся пружинно-поршневой механизм [8] с направляющим горизонтальным патрубком, оканчивающимся соплом. Вытекающий из сопла вихрь проходит с некоторой скоростью через зону действия гидролокатора, где озвучивается акустическими посылками. Ось теневого прибора и ось движения возмущающего объекта (вихря или цилиндра) взаимно перпендикулярны в горизонтальной плоскости. Обе

оси пересекаются с вертикальной осью звукового пучка в центре бассейна. Погрешность определения скорости цилиндра и вихря – не хуже 5%.

Визуализация течений проводилась теневым прибором ИАБ-458 двумя способами – традиционным ("вертикальная щель–нож") и методом Максутова ("щель–нить в фокусе"). С учетом линейной связи плотности и коэффициента преломления раствора соли, первый способ визуализирует горизонтальную компоненту коэффициента преломления, второй – ее модуль [13].

Период плавучести измеряется по колебаниям электропроводности в следе за плотностной меткой (толщиной не более 1 мм), которая создавалась вертикально всплывающими газовыми пузырьками или падающими кристаллами сахара. Погрешность измерения периода плавучести не более 10%.

Антенна гидролокатора представляет собой круглый поршневой излучатель (пьезокерамический диск диаметром 2.5 см), настроенный на частоту механического резонанса. Мощность излучения (в импульсе) составляла 0.3 Вт. Акустическое зондирование проводилось в вертикальном направлении радиоимпульсами длительностью $\tau = 40$ мкс на длине волны $\lambda = 0.15$ см (несущая частота $f_0 = 1$ МГц). Период повторения был задан достаточно большим ($T = 0.16$ с), что позволяло избежать наложения на полезный эхосигнал многократного эха от стенок бассейна. Интервал дискретизации эхосигнала при оцифровке – $\Delta t = 2.2$ мкс. Расстояние от плоскости акустической антенны до центра цилиндра $H = 23$ см.

Схема акустического зондирования вихревого кольца и его следа приведена на рис. 1, где отмечены характерные размеры вихревого кольца и звуковой посылки.

Эксперименты выполнялись следующим образом. После заполнения бассейна и затухания всех неоднородностей производится измерение периода плавучести. Затем буксировкой цилиндра или движением вихревого кольца создается неоднородность, контрастная в акустическом и оптическом полях. Сформированное спутное течение зондируется акустическими импульсами и одновременно фотографируется; фотография используется совместно с массивом эхосигналов в компьютерной обработке.

По акустическим данным определяются частоты внутренних волн, на основании которых рассчитываются размеры внутренних пограничных слоев. При обработке оптических изображений на первом этапе выделяется прямоугольный фрагмент размерами Wh, где W – средний поперечный размер звукового пучка, $h = c\tau/2$ – длина посылки. Далее для фрагмента строится спектр вертикальных волновых чисел, на основании которого проверяется присутствие линейных размеров, выделенных по акустическим данным, устанавливается их соотношение с длиной волны.

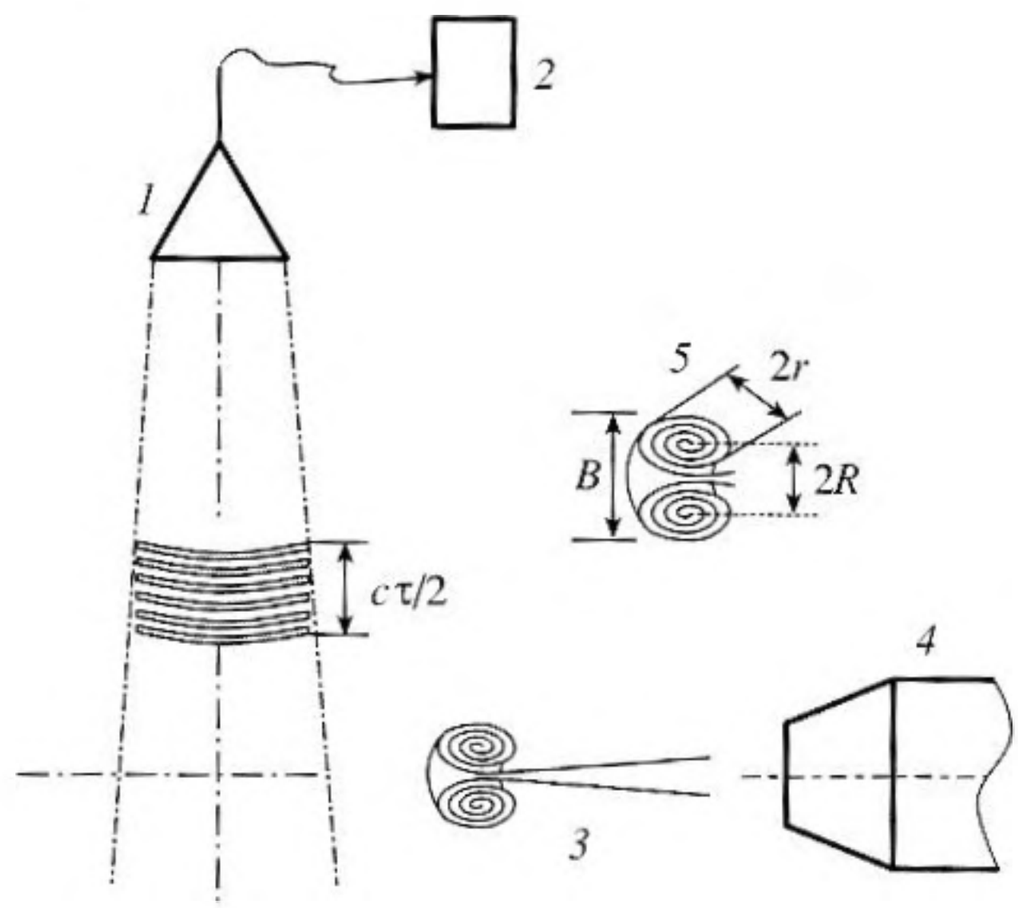

Рис. 1. Схема опытов по акустическому зондированию вихревого кольца и его следа. *1* – антенна гидролокатора. *2* – гидроакустическая система с компьютером. *3*– кольцевой вихрь, вылетающий из сопла. *4*, *5* – геометрические параметры кольцевого вихря.

Последовательность теневых картин течения за круглым цилиндром диаметром $D = 1.5$ см, полученная методом Максутова, показана на рис. 2а–2в (цилиндр движется справа налево). Режим течения – волновихревой, нетурбулентный, поскольку число Рейнольдса существенно меньше критического значения $\mathrm{Re}_c = 1000$. Центральная полоса в левой части кадра (рис. 2а) визуализирует заблокированную жидкость на горизонте движения тела, наклоненные полосы – гребни (темная линия вверху) и впадины (серая линия внизу) нестационарных внутренних волн, плавно переходящих в присоединенные внутренние волны позади тела.

При данных параметрах движения ($\mathrm{Fr} = 1.6$, $\mathrm{Re} = 410$, рис. 2а) позади цилиндра образуется вихревой плотностной след. По мере затухания вертикальной компоненты скорости трехмерные вихри трансформируются в плоскослоистую структуру. При этом оптически наиболее контрастный слой располагается в плоскости движения центра цилиндра. Высота следа и число прослоек в нем возрастают со временем.

Для удобства обработки и представления результатов эхосигналы компонуются в двумерный массив, элементы A_{mn} которого пропорциональны амплитуде рассеяния, а номера строк m и столбцов n – глубине $z_m = z_0 + (m-1)c\tau/2$ и текущему времени $t_n = (n-1)T$. Массив визуализирован в виде эхограммы (рис. 2г) в координатах "безраз-

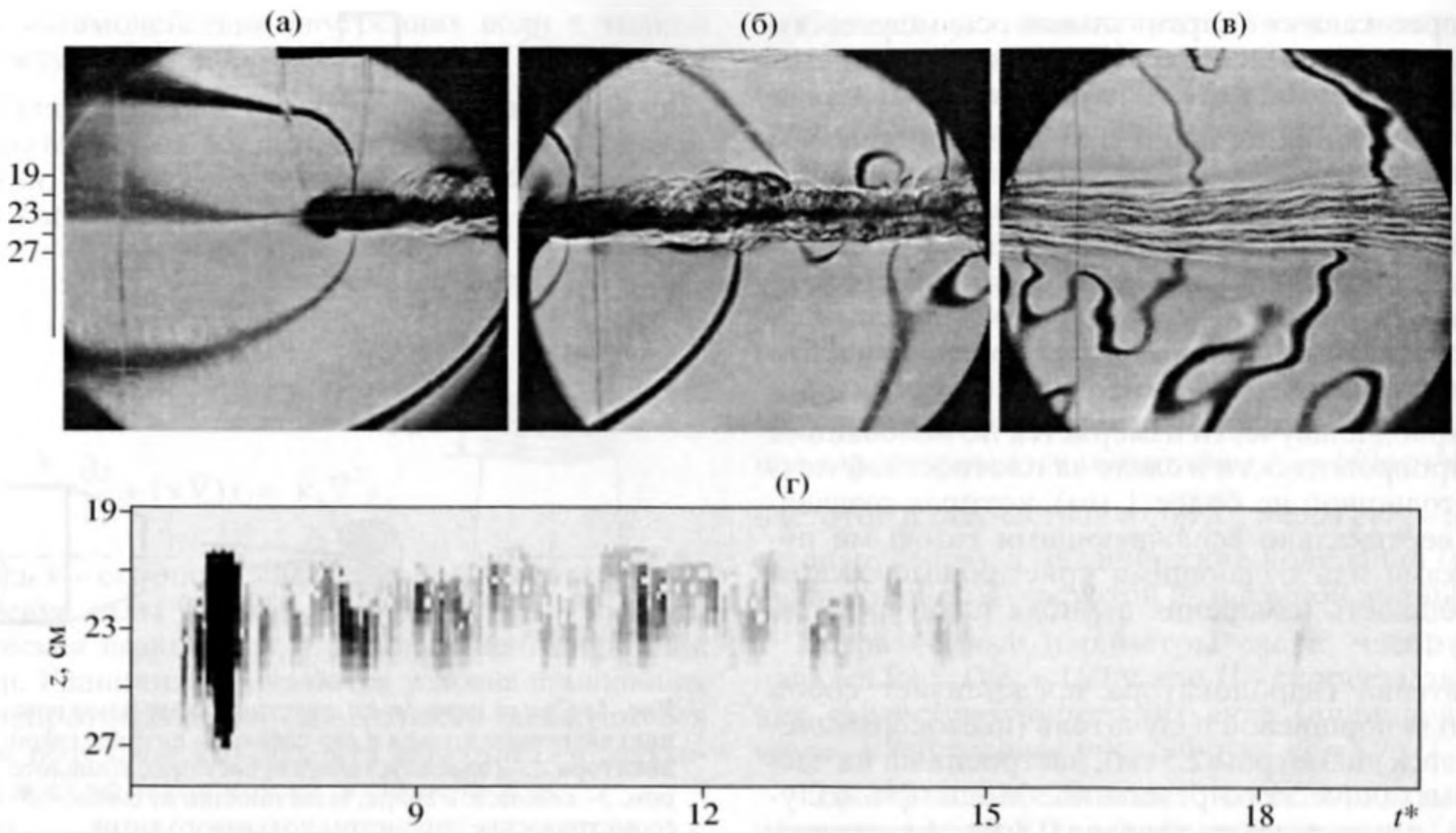

Рис. 2. Теневая картина (вид сбоку) течения за цилиндром (а–в: $t^* = 6.5$, 8.0, 11.0, $T_b = 5.4$ с, D = 1.5 см, $U = 2.8$ см/с, Fr = 1.6, Re = 410) и сопутствующая эхограмма рассеяния (г) в зависимости от безразмерного возраста t^*; протяженная вертикальная засветка в окрестности $t^* = 7$ – эхо направленности антенны гидролокатора.

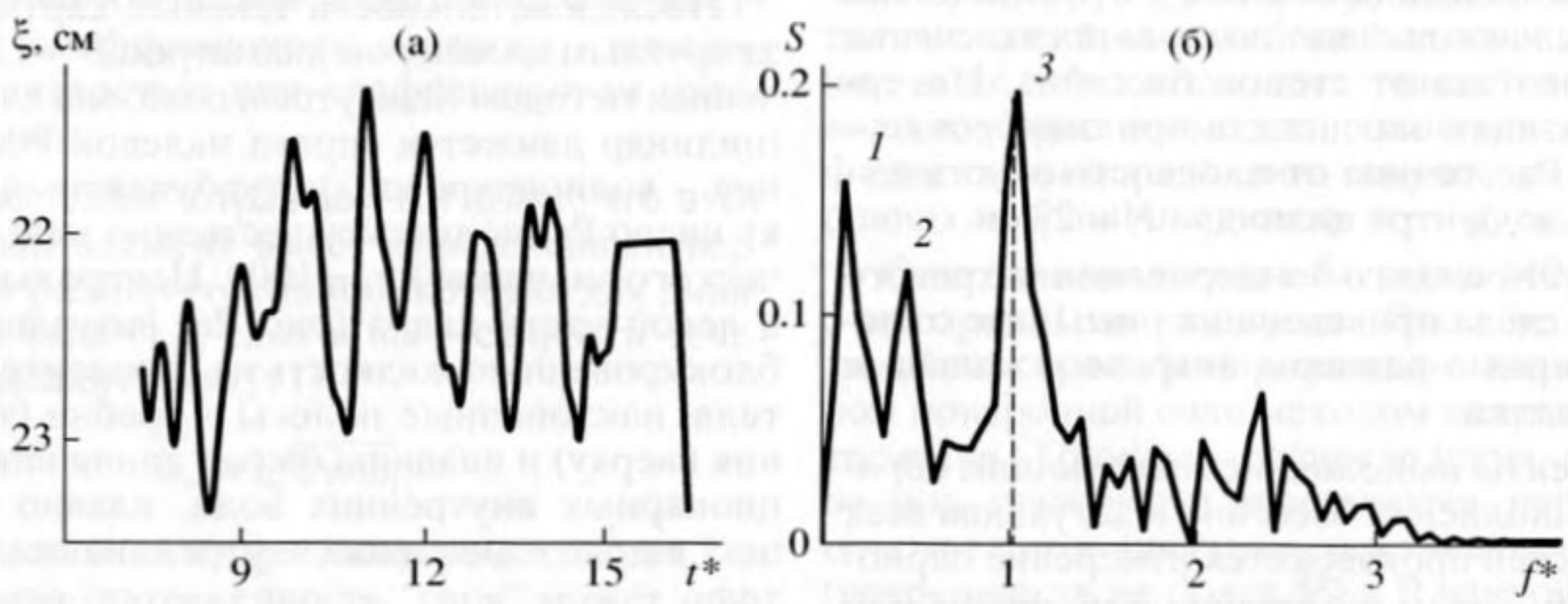

Рис. 3. Регистрограмма колебаний (а) и частотный спектр (б) глубины залегания звукорассеивающего центрального слоя в следе за цилиндром, $T_b = 5.4$ с, $D = 1.5$ см, $U = 2.8$ см, Fr = 1.6, Re = 410 (безразмерные время и частота: $t^* = t/T_b$ и $f^* = fT_b$).

мерное время–глубина"; плотность почернения пропорциональна амплитуде эхосигнала.

Из теневых картин и эхограммы видно, что плотностной след и отдельные высокоградиентные прослойки совершают колебательные движения по глубине. Для выделения этих колебаний из каждого столбца массива выбирается максимальное значение A_{mn} вместе со своими парами координат z_m, t_n, после чего отфильтровываются те пары, для которых $A_{mn} < A_c$, где A_c – пороговое значение.

Полученный таким образом результирующий массив (z_m, t_n) представляет собой временную зависимость вертикальной координаты наиболее контрастной акустической метки (рис. 3а). В ее частотном спектре выделяются три максимума в диапазоне внутренних волн ($f^* < 1$), которым соответствуют частоты $\omega_i = 0.15$, 0.53 и 1.16 c^{-1}, отмеченные в порядке возрастания на рис. 3б.

Толщины динамических внутренних пограничных слоев для этих частот равны соответственно $\delta_\nu = \sqrt{2\nu/\omega_i} = 0.36$, 0.19 и 0.13 см. Последний раз-

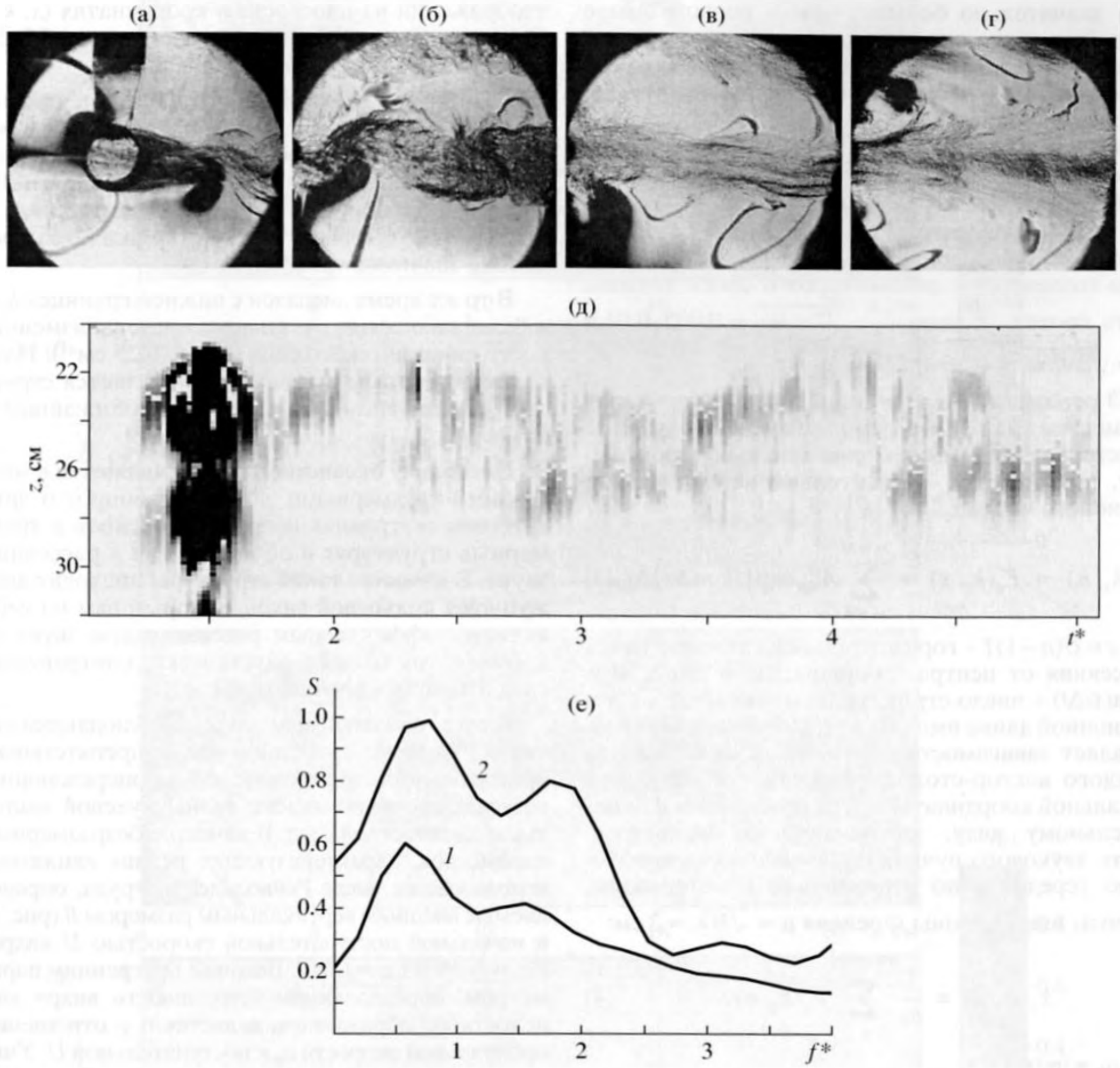

Рис. 4. Теневая картина: а–г – возраст следа $t^* = 1.7, 2.2, 3.5, 4.0$; д – эхограмма; е – частотный спектр колебаний эхосигнала в верхней (1, $z < 24$ см) и нижней части (2, $z > 24$ см) следа за цилиндром при $D = 5$ см, $T_b = 7.8$ с, $U = 3.6$ см/с, Re = 1900, Fr = 0.9. Протяженная вертикальная засветка на эхограмме с центром в $t^* = 1.5$ – эхо от проходящего цилиндра.

мер максимально близок к половине длины звуковой волны, поэтому он является наиболее вероятным структурообразующим элементом области рассеяния. В пользу этого говорит и тот факт, что величина спектрального пика 3 на частоте 1.11 $с^{-1}$ (рис. 3а) максимальна. При акустическом зондировании стратифицированных течений в частотных спектрах обратного рассеяния нередко появляются пики и на удвоенной частоте внутренних волн, что объясняется нечувствительностью амплитуды рассеяния к знаку рассеивающего скачка акустического импеданса [14].

При значительном увеличении диаметра цилиндра область следа расширяется, контрастные области формируются по обе стороны от оси движения на заметном удалении от нее (рис. 4а–4г). Волновые движения в верхней и нижней половинах следа находятся в противофазе, что проявляется в колебаниях акустического контраста (рис. 4д). Частотные спектры верхней и нижней половины мало отличаются по форме (рис. 4е), каждый из них имеет в диапазоне частот внутренних волн ($f^* < 1$) основной максимум на частоте $\omega_i = 2\pi \times 0.6/T_b = 0.5$ $с^{-1}$. Однако ширина максиму-

мов значительно больше, чем в первом опыте (рис. 2); это связано с большей протяженностью следа по вертикали, и, как следствие, ощутимой изменчивостью частот внутренних волн от точки к точке в соответствии с дисперсионным соотношением $\omega_i = N\cos\theta$, где θ – угол наклона фазовой поверхности волны к вертикали. Значения частоты ω_i (по уровню 0.7 первых максимумов кривых *1* и *2*, рис. 4е) находятся в пределах 0.3–0.7 $с^{-1}$ и, согласно (2), диапазоны размеров концентрационного (солевого) и динамического слоев должны быть, соответственно, $\delta_s = \sqrt{2\kappa_s/\omega_i} = 0.005$–$0.01$ и $\delta_\nu = \sqrt{2\nu_s/\omega_i} = 0.16$–$0.25$ см.

О реальном присутствии в следе структурных элементов с данными размерами можно судить по пространственным спектрам теневых изображений, построенных относительно вертикального волнового числа k_z:

$$F_z(k_z, n) = F_z(k_z, x) = \sum_{m=1}^{m=M} A_{mn}\exp[ik_z m\Delta z]\Delta z, \quad (3)$$

где $x = U(n-1)T$ – горизонтальное удаление точки рассеяния от центра цилиндра, $\Delta z = c\Delta t/2$, $M = \mathrm{int}(\tau/\Delta t)$ – число строк, укладывающихся на локационной длине импульса $c\tau/2$. Функция (3) представляет зависимость одномерных спектров для каждого вектор-столбца матрицы рассеяния от локальной координаты x. Для приведения к окончательному виду, учитывающему неоднородность звукового пучка, эту зависимость необходимо усреднить по горизонтали с интервалом, равным ширине зоны Френеля $\mu = \sqrt{H\lambda} \approx 2$ см:

$$Y_z(k_z, x) = \frac{1}{n_0}\sum_{n}^{n+n_0-1} F_z(k_z, n), \quad (4)$$

где $n_0 = \mathrm{int}(\mu/UT)$.

Спектральная форма (4) позволяет учесть в формировании эха влияние горизонтальной протяженности неоднородностей масштаба $l_z = k_z^{-1}$ и ширины звукового пучка.

Для большей наглядности на рис. 5а, 5г показаны увеличенные фрагменты картин течения на стадиях $t^* = 3.5$ и 4.0. Здесь на фоне мелкомасштабных неоднородностей выделяются наклонные высокоградиентные прослойки, вытянутые по горизонтали. По мере вырождения течения стратификация восстанавливается по всей толще жидкости, и в след начинают проникать внутренние волны, что на фотографии проявляется в виде чередующихся темных пятен вдоль центральной горизонтали на рис. 5г.

Усредненные спектры (4) оптических неоднородностей удобно представить в полутоновом изображении на плоскости в координатах (x, k_z). Степень почернения изображения на рис. 5б, 5д пропорциональна уровню рассеяния A_{mn}.

Значимые спектральные амплитуды, превышающие пороговую величину 0.3, находятся в области волновых чисел $k_z < 8$ $см^{-1}$. Таким образом, область существования солевого слоя ($k_z = 100$–200 $см^{-1}$), а также резонансного масштаба $\lambda/2 = 0.075$ см ($k_z = 13.4$ $см^{-1}$) находятся далеко за пределами значимой части спектра.

В то же время диапазон с нижней границей $k_z = 8$ $см^{-1}$ полностью охватывает пределы изменчивости динамического слоя ($k_z = 4$–6.25 $см^{-1}$). Наиболее вероятным рассеивателем является структура с масштабом ВПС 0.16 см как ближайшая к размеру $\lambda/2$.

Поскольку океанские течения являются в массе своей трехмерными, возникает вопрос о присутствии внутренних пограничных слоев в трехмерных структурах и об их участии в рассеянии звука. В качестве такой структуры подходит движущийся кольцевой вихрь, который сам по себе является эффективным рассеивателем звука и, кроме того, создает акустически контрастный след изменения плотности [8].

В следе за кольцевым вихрем наблюдаются такие же элементы, как и в следе за препятствием: присоединенные внутренние волны, опережающие возмущения, включающие волны нулевой частоты, и плотностной след. В качестве безразмерных параметров, характеризующих режим движения, использованы числа Рейнольдса и Фруда, определяемые внешним вертикальным размером B (рис. 1) и начальной поступательной скоростью U вихря: $\mathrm{Re}_e = UB/\nu$ и $\mathrm{Fr}_e = U/NB$. Важным внутренним параметром, определяющим устойчивость вихря как целостного образования, является η – отношение орбитальной скорости u_φ к поступательной U. Учитывая слабость стратификации, его значение можно оценить с помощью соотношения, установленного для однородной жидкости [15].

$$\eta = \frac{u_\varphi}{u} = \frac{2\beta}{\lg(8\beta - 0.25)}, \quad (5)$$

где $\beta = R/r$ – отношение большого и малого радиусов вихря (рис. 1).

Теневые фотографии двух различных вихревых колец, отличающиеся параметрами движения, приведены на рис. 6. Последовательные фотографии на рис. 6а, 6б и 6г, 6д сделаны с интервалом 2 с.

В первой паре (а, б) выделяется структурно упорядоченное компактное вихревое кольцо, увеличенное изображение которого показано на рис. 6в. Второе кольцо, характеризующееся меньшим значением Рейнольдса, образует след с бóль-

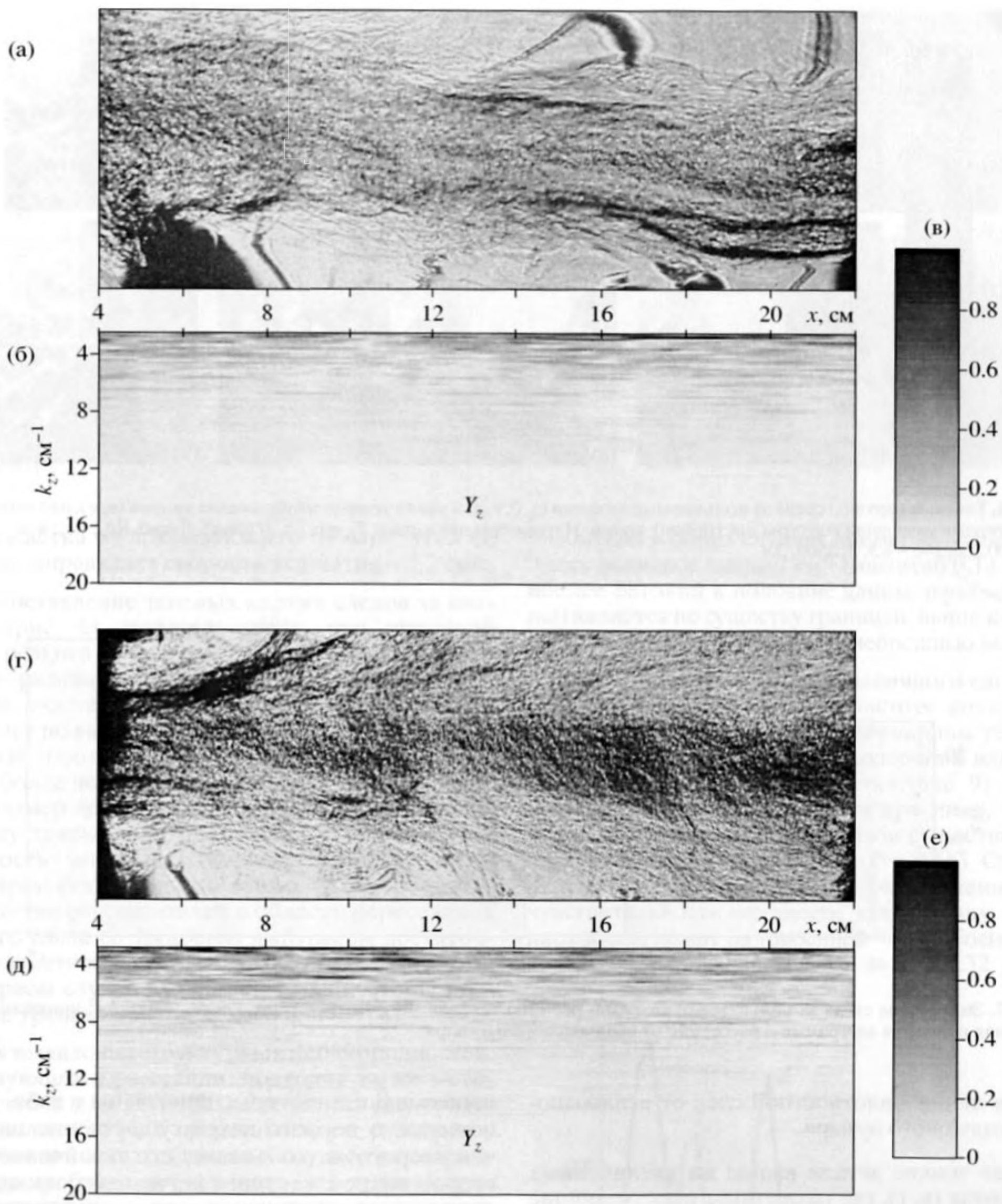

Рис. 5. Фрагменты теневых картин следа а, г – $t^* = 3.5, 4.0$ и соответствующие им полутоновые картины амплитудных спектров (б, д) как функции вертикального волнового числа k_z и горизонтальной координаты x; в, е – шкалы спектральной амплитуды.

шим вертикальным размером, чем первое. След от первого кольца более упорядочен и оконтурен наклонными высокоградиентными прослойками. Их вид свидетельствует, что точка отрыва прослойки от контура следа равномерно смещается к оси движения.

След второго вихря состоит из последовательности кольцевых структур, образованных совокупностью малых вихревых колец, соединенных тонкими жгутиками. Его вертикальный размер превышает высоту самого вихря (г, д). В центре верхней половины рис. 6д видна светлая верти-

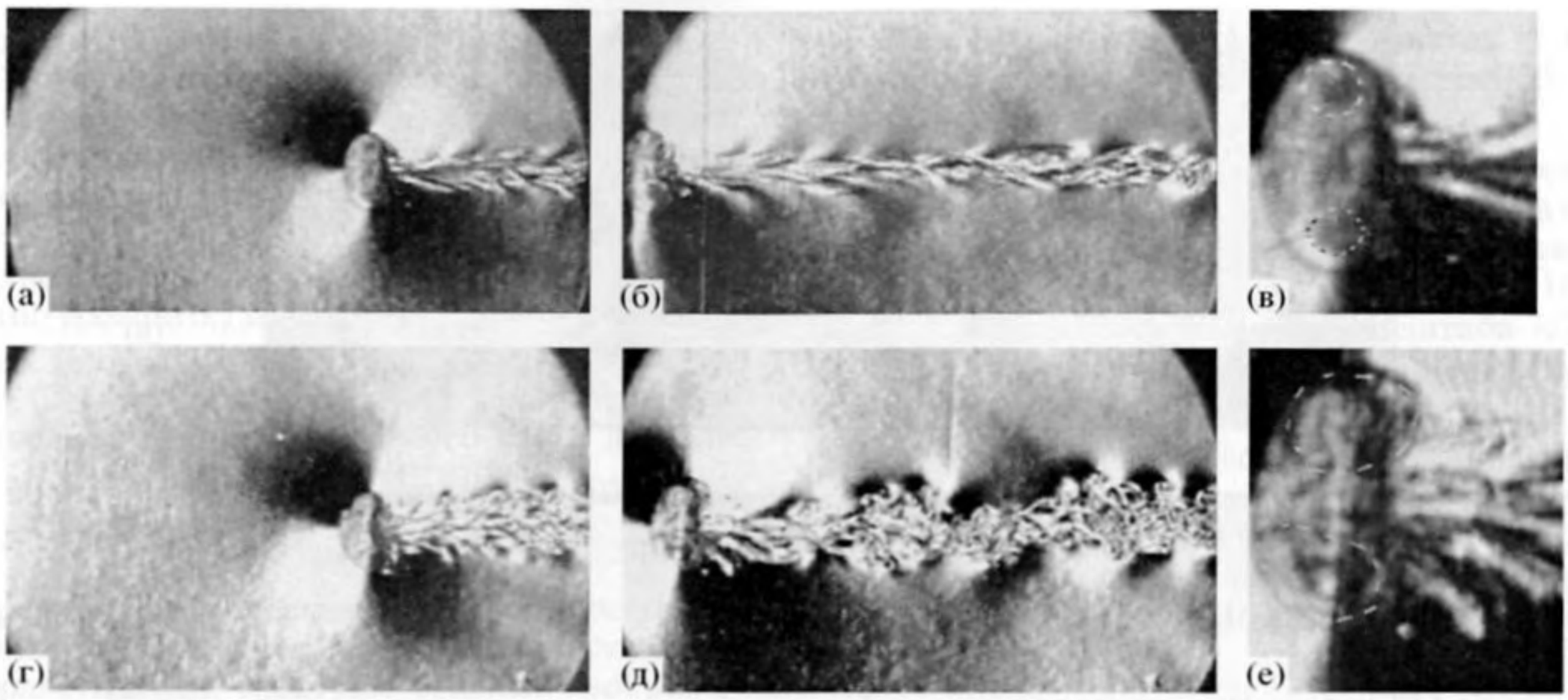

Рис. 6. Теневые картины следа за кольцевыми вихрями (а, б; г, д) и увеличенные изображения вихрей (в, е), на которых пунктирами выделены контуры внутренних колец. Параметры движения: $T_b = 6.7$ с, U (см/с), B (см), Re_e, Fe_e: а–в – 9.5, 3, 2800, 3.5; г–е – 8.5, 3, 2500, 3.1.

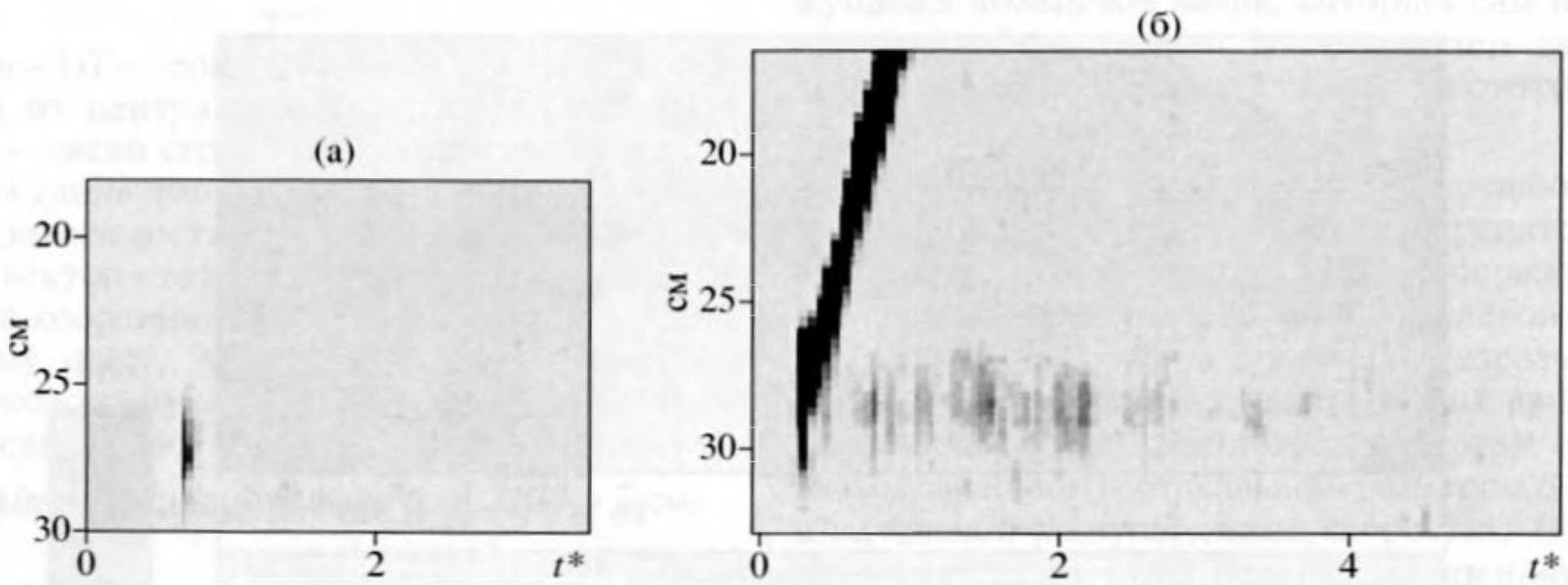

Рис. 7. Эхограммы следа за кольцевыми вихрями, режимы течения: Re_e, Fr_e: а – 2800, 3.5; б – 2500, 3.1; широкая наклонная полоса на эхограмме – рассеяние от всплывающего пузыря.

кальная линия – плотностной след от всплывающего воздушного пузыря.

Более тонкие детали видны на увеличенных фрагментах (в, г), где различимы проступающие сквозь оболочку вихря внутренние кольца (они обведены пунктирами). По этим данным вычислены средние значения радиусов R и r, а также отношения β и η, которые приведены в табл. 1. Отношение η первого вихря существенно меньше, чем второго, что объясняет его устойчивость. Во втором вихре с меньшим значением η происходит быстрая эрозия оболочки внутренней поверхности, в результате чего увеличивается сброс жидкости, переносимой вихрем, в след в форме вихревых сгустков.

Таблица 1

Позиция на рис. 6	R, см	r, см	β	η
в	1	0.35	2.8	4.2
е	1	0.65	1.5	2.8

Геометрические различия течений проявляются в поле обратного рассеяния (рис. 7). В первом случае регистрируется рассеяние звука только от самого вихря. Во втором случае акустический контраст наблюдается как от вихря, так и от его следа (серия темных пятен вдоль оси времени) в течение $t \approx 4T_b$. Наиболее отчетливо на рис. 7б выделяется темная наклонная полоса – акустиче-

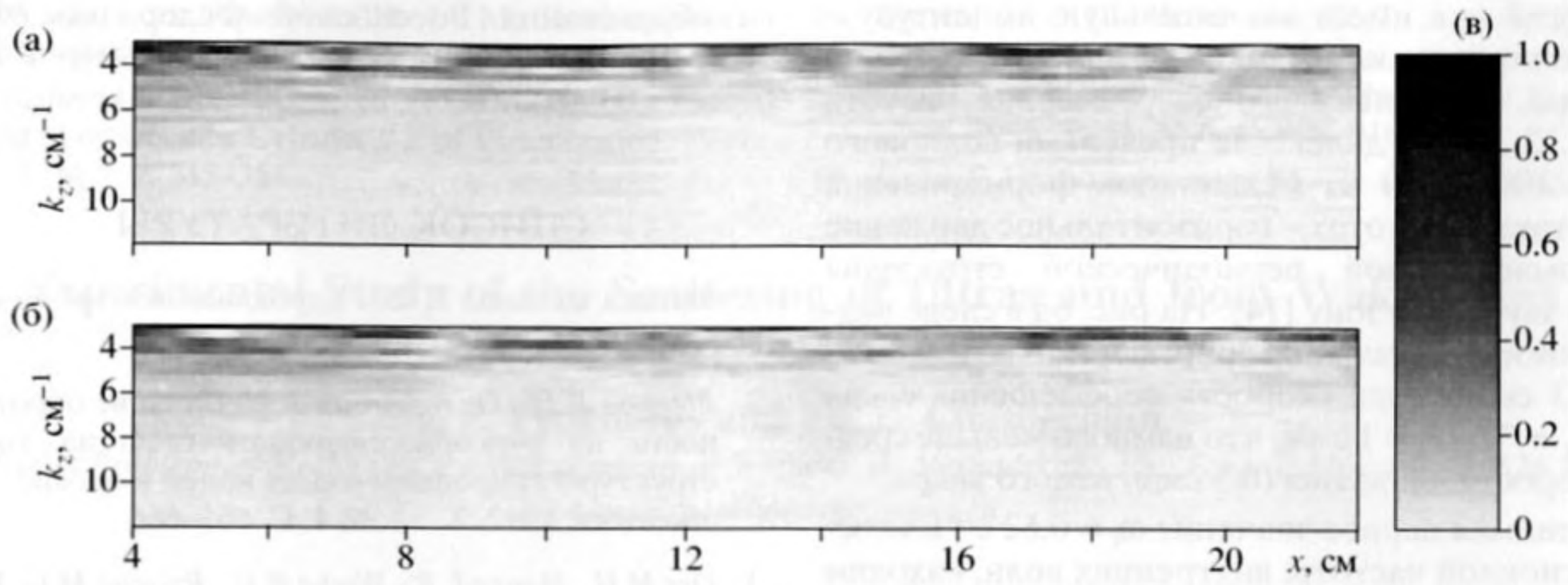

Рис. 8. Амплитудные спектры как функции вертикального волнового числа k_z и горизонтальной координаты x, рассчитанные по теневой картине следа за вихревым кольцом. а – Re = 2800, η = 4.2; б –2500, 2.8; в – шкала спектральных амплитуд.

ская засветка от всплывающего пузыря; угол ее наклона определяет скорость всплытия – 3.2 см/с.

Сопоставление теневых картин следов за вихрями (рис. 6) свидетельствует, что причиной столь резкого различия акустических картин является разница в количестве структурных элементов, участвующих в рассеянии. След на рис. 6д занимает по высоте 3 см, что совпадает с эхолокационной протяженностью звукового импульса $c\tau/2$ и более чем в два раза превышает вертикальный размер другого следа (рис. 6б). Кроме того, по виду теневых картин можно заключить, что плотность микромасштабных неоднородностей во втором следе намного выше. Таким образом, количество рассеивателей в области пересечения второго следа со звуковым импульсом достаточно для заметного акустического контраста (рис. 7б), а в первом случае их слишком мало, чтобы превысить уровень акустического фона.

Для выявления структурных неоднородностей, участвующих в рассеянии, подходит та же методика, что и для двумерных течений: спектральный анализ (3), (4) с представлением спектров в полутоновой шкале. Однако в случае трехмерного следа необходимо учитывать, что теневой прибор дает проекцию всех неоднородностей на плоскость изображения. Это не препятствует выделению тонких вертикальных масштабов, однако их распределение вдоль оси, ортогональной плоскости изображения, остается неизвестным.

С учетом сказанного спектры вертикального волнового числа трехмерного течения следует понимать как индикаторы наличия/отсутствия неоднородностей с заданными масштабами. Из вида спектральных полей (рис. 8) следует, что в обоих спутных течениях присутствуют компоненты с размерами порядка длины звуковой волны. Их количество и характер распределения по горизонтали в обоих случаях примерно одинаковы. Здесь волновое число 7 см$^{-1}$ (масштаб 0.14 см, наиболее близкий к половине длины звуковой волны) является по существу границей, выше которой спектральные амплитуды пренебрежимо малы.

Толщина внутреннего пограничного слоя, рассчитываемая по локальной частоте внутренних волн, определяется, как и для двумерных течений, по (2) и частотному спектру колебаний наиболее контрастной акустической метки (рис. 9). В данном случае в спектре имеется три пика, из них только один попадает в диапазон существования внутренних волн: $\omega_i = 0.62$ с$^{-1}$ ($f^* = 0.66$). Следующий пик, обязанный своим происхождением нечувствительности мощности эха к знаку скачка плотности, лежит на удвоенной частоте основного внутреннего колебания следа – ω_i ($f^* = 1.32$, рис. 9).

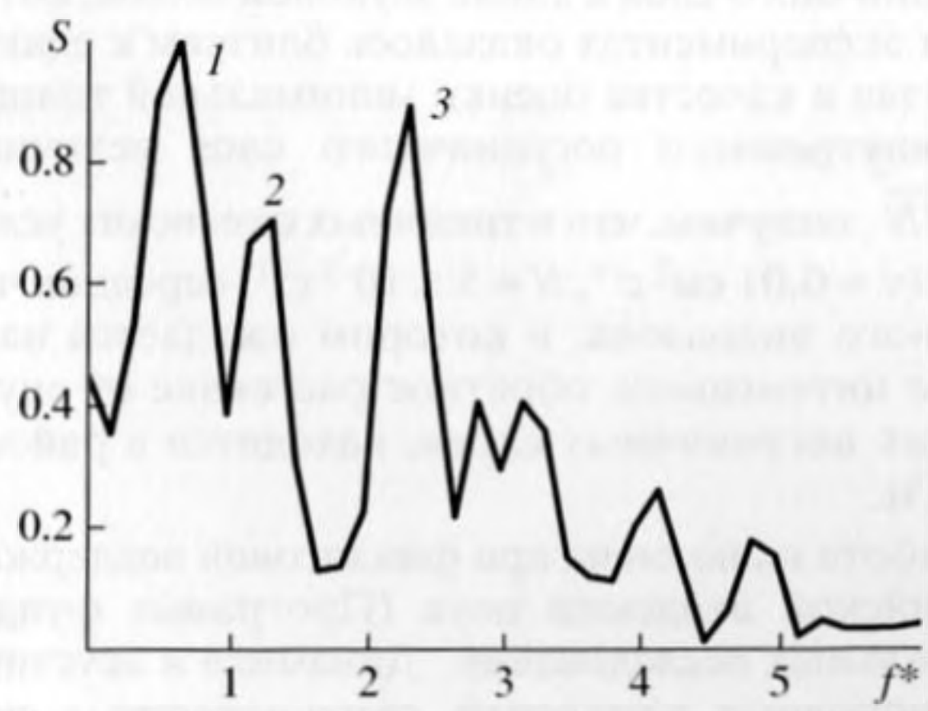

Рис. 9. Частотный спектр вертикальных колебаний акустической метки в следе за кольцевым вихрем, Re = 2500; максимумы кривой: *1*, *2* – на частоте и удвоенной частоте внутренних волн, *3* – на частоте колебаний эхосигнала вследствие движения периодической структуры следа сквозь звуковую зону.

Третий пик имеет значительную амплитуду – вторую по величине, однако он явно не волновой природы, поскольку его безразмерная частота $fT_b = 2.33$ лежит далеко за пределами волнового диапазона. Один из механизмов формирования эха на таких частотах – горизонтальное движение крупномасштабной периодической структуры сквозь звуковую зону [14]. На рис. 6д в следе видны пучности и узлы, средний период которых L_c равен 3 см, откуда скорость перемещения следа $U_c = fL_c = f^*L_c/T_b = 1$ см/с, что намного меньше средней скорости движения (8.5 см/с) самого вихря.

Принимая первое значение $\omega_i = 0.62$ с$^{-1}$ в качестве основной частоты внутренних волн, находим толщину динамического слоя $\delta_v = 0.18$ см. Из всех возможных размеров он наиболее близок к $\lambda/2$ и при этом попадает в диапазон реальных масштабов пространственных спектров теневой картины следа (рис. 8). Эти признаки свидетельствуют, что основу структурных неоднородностей, рассеивающих звук, образуют динамические внутренние пограничные слои.

Таким образом, в ходе экспериментов по обратному рассеянию ультразвука от спутных течений за горизонтальным цилиндром и одиночным кольцевым вихрем установлены общие закономерности в формировании акустического контраста.

Анализ проведенных опытов показывает, что наиболее вероятными источниками рассеяния являются внутренние пограничные слои в поле скорости, масштаб которых определяется как $\sqrt{2\nu/\omega_i}$.

Перенос лабораторных данных на натурные условия возможен при поддержании критерия моделирования – отношения толщины внутреннего пограничного слоя к длине звуковой волны, которое в экспериментах оказалось близким к единице. Взяв в качестве оценки минимальной толщины внутреннего пограничного слоя величину $\sqrt{2\nu/N}$, получим, что в типичных океанских условиях ($\nu = 0.01$ см^2 с$^{-1}$, $N = 5 \times 10^{-3}$ с$^{-1}$) середина частотного диапазона, в котором ожидается наиболее интенсивное обратное рассеяние от внутренних пограничных слоев, находится в районе 75 кГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской академии наук (Программа фундаментальных исследований "Динамика и акустика неоднородных жидкостей, газожидкостных систем и суспензий", финансируемая Отделением энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН), Министерства промышленности, науки и технологий РФ (Программа поддержки уникальных установок), Министерства образования Российской Федерации (ФЦП "Интеграция"), проект 02–Я0058/993), РФФИ (проект 03–01–00434).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. М.: Наука, 1978. 466 с.
2. *Шевцов В.П., Саломатин А.С.* Влияние бароклинности на звукорассеивающие свойства тонкой структуры гидрофизических полей в океане. Океанология. 1992. Т. 32. № 4. С. 661–666.
3. *Orr M.H., Haury L.R., Wiebe P.H., Briscoe M.G.* Backscatter of high-frequency (200 kHz) acoustic wavefields from ocean turbulence. Acoust. Soc. Amer. 2000. V. 108. № 4. P. 1595–1601.
4. *Ostashev V.E., Georges T.M., Goedecke G.H.* Acoustic sounding of wind velocity profiles in stratified moving atmosphere // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 108. P. 2682–2692.
5. *Colonius T., Lele S.A., Moin P.* The scattering of sound by a vortex: numerical simulation and analytical solutions // J. Fluid. Mech. 1994. V. 260. P. 271–298.
6. *Pelech I., Zipfel G., Holford R.* A wake scattering experiment in the thermally stratified water // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. P. 528–538.
7. *Копыл Е.А., Лысанов Ю.П., Лямшев Л.М.* Рассеяние звука случайными фрактальными неоднородностями в океане. Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 4. С. 517–522.
8. *Миткин В.В., Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Акустическое зондирование вихревых колец в непрерывно стратифицированной жидкости. Известия АН. Механика жидкости и газа. 2001. № 6. С. 92–102.
9. *Миткин В.В., Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Зеркальное и диффузное рассеяние звука на двумерном спутном течении в непрерывно стратифицированной жидкости. ДАН. 2001. Т. 377. № 2. С. 1–5.
10. *Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.* Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде. Прикладная математика и механика. 1993. Т. 57. Вып. 4. С. 50–56.
11. *Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д.* Линейная теория распространения пучков внутренних волн в произвольно стратифицированной жидкости. Прикладная механика и техническая физика. 1998. Т. 39. № 5. С. 88–98.
12. *Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д.* Внутренние волны, вязкие пограничные слои и внутренние пограничные течения в непрерывно стратифицирован-

ной жидкости. Препринт № 674. М.: Ин-т проблем механики РАН, 2001. 156 с.

13. *Chashechkin Yu.D.* Schlieren Visualization of a Stratified Flow around a Cylinder // J. of Visualization. 1999. V. 1. № 3. P. 345–354.

14. *Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Ультразвуковая эхолокация спутного течения за цилиндром в жидкости с неоднородной стратификацией // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 6. С. 908–916.

15. *Лабм Г.* Гидродинамика. М.–Л.: ОГИЗ. 1947.

Experimental Study of the Scattering of Ultrasound from Wake Flows in a Linearly Stratified Fluid

V. E. Prokhorov and Yu. D. Chashechkin

Institute of Problems of Mechanics, Russian academy of Sciences, pr. Vernadskogo 101, korp. 1, Moscow, 119526 Russia
e-mail: prokhorov@ipmnet.ru

Abstract—An experimental study of the vertical acoustic sounding of stratified flows is carried out. The flows include two-dimensional wakes behind cylinders and three-dimensional wakes behind single ring vortices. A simultaneous optical visualization of the sound-scattering zones is performed. By the spectral processing of the schlieren patterns (in the wave number domain) and echo signal arrays (in the frequency domain), the most probable structure-forming elements of the scattering region are determined. These elements are internal boundary layers, whose vertical size (thickness) is determined by the local frequency of internal waves and the kinematic viscosity.