
УДК 532.529.2

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ САМОДВИЖЕНИЯ СВОБОДНОГО КЛИНА НЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛАВУЧЕСТИ В РЕЗЕРВУАРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТЬЮ, И РАСЧЕТ ВОЗМУЩЕНИЙ ПОЛЕЙ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН, ПРИВОДЯЩИХ ТЕЛО В ДВИЖЕНИЕ

© 2019 г. В. В. Левицкий¹, Н. Ф. Димитриева^{2,3,*}, Ю. Д. Чашечкин^{1,**}

¹ *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия*

² *Институт гидромеханики НАНУ, Киев, Украина*

³ *Национальный технический университет Украины “Киевский политехнический институт им. И. Сикорского”, Киев, Украина*

**e-mail: dimitrieva@list.ru*

***e-mail: chakin@ipmnet.ru*

Поступила в редакцию 05.03.2019 г.

После доработки 14.03.2019 г.

Принята к публикации 19.03.2019 г.

По результатам пространственно-временного анализа уравнений движения была разработана методика визуализации течения, вызванного диффузией соли NaCl около горизонтального клина в жидкости, непрерывно стратифицированной по солёности. Создана лабораторная установка, в которой различными оптическими методами визуализируются диффузионно-индуцированные течения на телах нейтральной плавучести и самодвижение горизонтального клина. Теневые картины свободного самодвижущегося клина, размещенного на горизонте нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированном растворе соли, сравниваются с результатами вычислений.

Ключевые слова: стратификация, диффузия, визуализация, самодвижение, клин

DOI: 10.1134/S0032823519030111

Введение. В устойчивой непрерывно стратифицированной жидкости наклонные границы или погруженное тело создают пространственную неоднородность существующего вертикального молекулярного переноса. Горизонтальная неоднородность потока плавучести создает пространственно неоднородные профили плотности и гидростатического давления, которые нарушают условие статической устойчивости для однородной жидкости [1]. Сформированные наклонные градиенты плотности и давления формируют определенные типы течений в устойчиво стратифицированной жидкости даже при отсутствии внешних дестабилизирующих факторов. Эти явления, названные в физике течениями, индуцированными диффузией [2], в метеорологии – горными и долинными (катабатическими или анабатическими) ветрами [3], в физической океанографии – диффузным пограничным слоем или слоем Экмана на наклонном дне [4], оказывают большое влияние на структуру и динамику атмосферы и гидросферы.

Горные или долинны ветры известны с древних времен. С началом систематических наблюдений было отмечено, что в сложных топографиях часто наблюдаются нисходящие (катабатические) и восходящие (анабатические) ветры в горах, которые

при определенных метеорологических условиях могут достигать катастрофической интенсивности [5]. Подобные склоновые течения, вызванные неоднородностями потока плавучести, также распространены в стратифицированных озерах или закрытых морях [6].

Первая теоретическая модель течения в покоящейся стратифицированной среде с наклонной боковой стенкой была построена Прандтлем с использованием традиционных для гидродинамики XX века упрощений: среда выбрана несжимаемой, бесконечно глубокой, чтобы избежать краевых эффектов на конечной наклонной пластине, стратификация – экспоненциальной, уравнения движения были линеаризованы, течение предполагалось установившимся [7]. Построенное приближенное решение описывает пространственно периодическое течение, индуцированное диффузией, которое экспоненциально уменьшается вдоль нормали к боковой стенке. Течение характеризуется подобными профилями скорости и плотности (солености или температуры однокомпонентной среды) с одинаковыми масштабами длины для пространственных вариаций различных параметров.

Решение вновь было получено Филлипсом [8], который рассчитал и экспериментально обнаружил парадоксальное восходящее движение тяжелой окрашенной жидкости вблизи стенки в стратифицированной жидкости. Аналогичное решение, было одновременно построено Вуншем [9].

Первые асимптотические решения, описывающие формирование течений, индуцированных диффузией на бесконечно длинной наклонной стенке в непрерывно стратифицированной жидкости (исходная задача для нестационарных уравнений), описывают течение, характеризующееся различными линейными масштабами для профилей солености и скорости [10]. Приближенные решения [10] согласуются с регулярными разложениями точного решения нестационарной задачи, также описывающего течение с внутренней многомасштабной структурой [11]. В предельном случае больших времен точное решение не совпадает с решением стационарной задачи, которое является особым. Асимптотическое решение, описывающее формирование диффузионных течений вокруг горизонтального кругового цилиндра [12] в предельном случае увеличения радиуса до бесконечности, согласуется с точным и асимптотическим решениями для течений на наклонной плоскости [11].

Развитие вычислительной техники и методик численного моделирования расширило класс решаемых задач и включило в него задачи, которые можно напрямую сравнивать с лабораторными экспериментами. Первым было исследовано формирование диффузионного течения на сфере, погруженной на горизонте нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированной жидкости. Картина течения была визуализирована в мелких деталях [13]. Около круглого тела формируется осесимметричное течение, свободно плавающая сфера остается неподвижной на горизонте нейтральной плавучести в покоящейся жидкости.

Сравнение расчетных и визуализированных закономерностей диффузионных течений на наклонной пластине конечной ширины также показало хорошую согласованность результатов [14]. Асимметричная сложная структура потока создает ненулевую интегральную силу и момент импульса, действующие на тело, которые могут управлять его собственным движением. Движение реализует доступную потенциальную энергию, накопленную в неоднородном профиле плотности в гравитационном поле. Были начаты [15] расчеты структуры течения, вызванного неподвижным горизонтальным клином.

Самодвижение свободного клина нейтральной плавучести впервые было реализовано в экспериментах [16]. Однако из-за ограничения оптического метода, применяемого в этих экспериментах, ориентированного только на запись движения тела, картина формирования течения не была исследована. Для упрощения расчетов численное моделирование [16] проводилось при числе Шмидта $Sc = \nu/\kappa_S = 1$, тогда как для

раствора поваренной соли, использованного в экспериментах, $Sc \approx 700$ (ν – кинематическая вязкость воды, а κ_S – коэффициент диффузии соли).

Течения, индуцированные диффузией, влияют на многие физические явления в окружающей среде, включая такие глобальные процессы, как формирование тонкой структуры стратификации атмосферы и гидросферы, миграция тектонических плит и перенос минералов, таяние айсбергов, и мелкомасштабная миграция мельчайших частиц. Одна из важных причин растущего интереса к изучению диффузионных течений – расширение биогидродинамических исследований, в частности механизмов биолокомоции мельчайших организмов, обеспечивающих коллективное поведение крупных агрегаций [17].

При моделировании биологических процессов необходимо изучать закономерности полей всех физических величин объектов, как в состоянии покоя относительно окружающей среды, так и медленно движущихся под действием внутренних или внешних факторов. Эта задача представляет интерес в изучении фундаментальных аспектов общей проблемы неравновесных процессов в неоднородных жидкостях и является примером успешной интеграции аналитических расчетов, экспериментов и численного моделирования при исследовании физических механизмов для неравновесной динамики в режимах с низкой плотностью энергии.

Цель данной работы – представить визуализированные схемы возмущений в непрерывно стратифицированной жидкости, которые вызваны блокированием фонового молекулярного потока на наклонных боковых гранях свободно плавающего клина на горизонте нейтральной плавучести, и провести сравнение с результатами численных расчетов.

1. Система определяющих уравнений. Поскольку скорости исследуемых течений малы по сравнению со скоростью звука, математическая модель рассматриваемых физических процессов основана на системе балансных дифференциальных уравнений неоднородной многокомпонентной жидкости в приближении Буссинеска, в пренебрежении эффектами сжимаемости [1, 18]. Эта система включает уравнения неразрывности, переноса импульса (уравнения Навье–Стокса) и солёности, а также замыкающее алгебраическое уравнение состояния, описывающее вертикальные профили плотности и солёности $\rho(S(z))$ с начальным условием покоя и граничными условиями прилипания для скорости и непротекания для солёности

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0(\exp(-z/\Lambda) + s) \\ \nabla \mathbf{v} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{g} \\ \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s &= \kappa_S \Delta s + \frac{v_z}{\Lambda} \\ \mathbf{v}, s|_{t=0} &= 0, \quad \mathbf{v}, s|_{x,z \rightarrow \infty} = 0, \quad \mathbf{v}|_{\Sigma} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Sigma} &= -\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial z}{\partial \mathbf{n}} + \left. \frac{\partial s}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Sigma} \end{aligned} \tag{1.1}$$

$$\tag{1.2}$$

Здесь $S = S_0(z) + s(x, z, t)$ – общая солёность, включая коэффициент солевого сжатия, s – возмущение солёности, ρ_0 и S_0 – плотность и солёность на нулевом уровне (горизонте нейтральной плавучести), \mathbf{v} – вектор скорости, P – давление, за исключением гидростатического, $\nu = 10^{-6}$ м/с² и $\kappa_S = 1.41 \times 10^{-9}$ м/с² постоянные коэффициенты кинематической вязкости и диффузии соли соответственно, ∇ и Δ – операторы Гамильтона и Лапласа, \mathbf{g} – ускорение свободного падения. В данной работе $\Lambda = |\partial \ln \rho / \partial z|^{-1} = 9.8$ м, $N = \sqrt{g/\Lambda} = 1$ 1/с и $T_b = 2\pi/N = 6.3$, с – масштаб, частота и период плавучести, \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности клина.

Определяющие уравнения (1.1) с граничными условиями (1.2) характеризуются набором собственных линейных масштабов: геометрических (длина клина $L = 0.1$ м и высота основания $h = 0.02$ м) и микромасштабов ($\delta_N^v = \sqrt{v/N} = 10^{-3}$ м и $\delta_N^{k_s} = \sqrt{k_s/N} = 4 \times 10^{-5}$ м) диссипативной природы, характеризующих лигаменты – самые тонкие компоненты потока. Отношения кинематической вязкости к вязким и диффузионным микромасштабам определяют собственные скорости задачи ($U_N^v = \sqrt{vN} = 10^{-3}$ м/с и $U_N^{k_s} = \sqrt{k_s N} = 4 \times 10^{-5}$ м/с).

Соотношения масштабов одинаковой размерности образуют стандартные безразмерные комбинации, включая соотношение масштабов $C = \Lambda/h \gg 1$ (обратное число Этвуда для непрерывно стратифицированной жидкости), выражающее малость изменения плотности на расстояниях порядка размера тела, а число Рейнольдса $Re = LU_N^v/\nu$ здесь равно обратному числу Фруда $Fr = U_N^v/(NL)$.

Пространственно-временной анализ позволяет сформулировать рациональные требования к методике эксперимента для регистрации полей различных физических параметров, для которых задаются плотность и скорость. Поскольку плотность раствора хлорида натрия связана с показателем преломления линейным соотношением, оптические методы наиболее широко используются при изучении структуры потоков [19]. Чтобы зарегистрировать полную картину потоков, размер поля наблюдения должен быть достаточно большим по отношению к размерам тела, оптический прибор достаточно чувствителен для визуализации малых возмущений зарегистрированных полей и иметь высокое пространственное разрешение для идентификации мелких неоднородностей толщиной δ_N^v и $\delta_N^{k_s}$, и даже меньших, а время наблюдения должно значительно превышать период плавучести. Всем этим требованиям отвечает отечественный теневой прибор, такой как ИАБ – 458 [20].

2. Методика эксперимента. Картина течения с самодвижущимся клином наблюдалась в прямоугольном бассейне с высококачественными стеклянными окнами, заполненном непрерывно стратифицированной жидкостью по стандартной методике непрерывного вытеснения. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, фотографии стенда и бассейна с рабочим пластиковым клином – на рис. 2, где также видна приемная часть теневого прибора ИАБ 458 (рис. 2 (а)). Диаметр поля зрения составляет 23 см, пространственное разрешение в плоскости наблюдения – 0.01 мм.

Для наблюдения за течением в полях различных физических величин использовались вертикальная и горизонтальная осветительные щели и визуализирующие диафрагмы различной формы (нож Фуко, нить Максудова, обычная решетка). С вертикальной (горизонтальной) щелью визуализировалась горизонтальная (вертикальная) составляющая градиента плотности [20].

Из-за зависимости показателя преломления световых лучей от плотности среды бассейн 15 с плоскими окнами 14, заполненный линейно стратифицированной жидкостью, эквивалентен оптической призме, поворачивающей лучи на угол 2φ . Для наблюдения за потоком оптические оси осветительных и приемных частей теневых приборов располагались в одной вертикальной плоскости. Коррекция отклонения лучей осуществлялась поворотом частей теневого прибора на соответствующий угол φ .

После заполнения бассейна и затухания всех возмущений, проявляющихся в неровностях теневого изображения, определяли величину периода плавучести, наблюдая колебания маркера – тонкого следа за небольшим вертикально возникающим газовым пузырьком [21]. В проводимых опытах измеренный период плавучести составлял $T_b = 7$ с.

Затем пластиковый прямоугольный клин длиной 10 см, углом при вершине 10° и площадью основания 1.8×2.5 см² был помещен в бассейн и закреплен вертикальными стержнями. После затухания всех возмущений на теневом изображении, вызван-

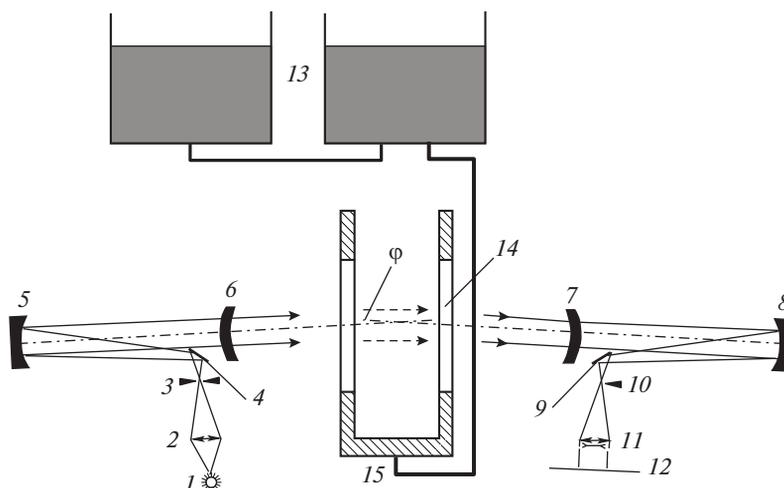


Рис. 1. Схема эксперимента: 1–12 – зеркальный теневой прибор. 1 – источник света; 2 – конденсор; 3 – диафрагма, образующая шель (регулируемое изображение источника света, здесь использовалась вертикальная шель толщиной 0.3...2 мм и высотой 10 мм), 4 и 9 – поворотные зеркала; 5 и 8 – главные зеркала; 6 и 7 – компенсирующие мениски; визуализирующая диафрагма, формирующая теневое изображение 10, 11 – объектив, 12 – регистрирующий прибор (фото- или видеокамера) 12, 13 – наполнительные баки, 14 – оптические иллюминаторы, 15 – рабочий бассейн.

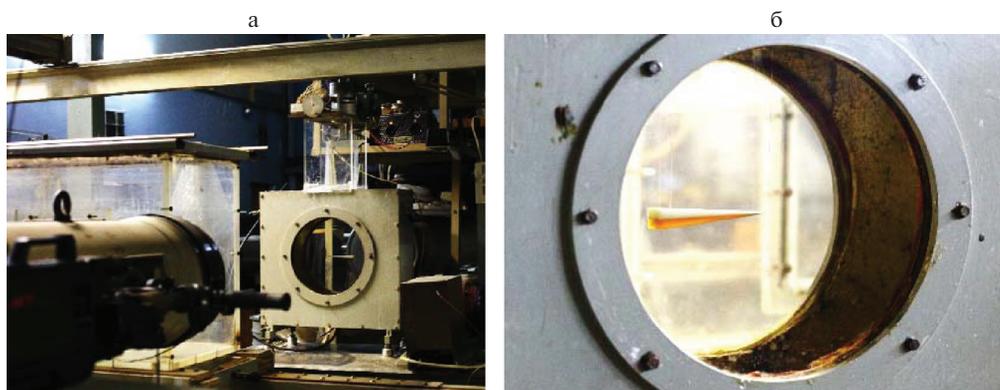


Рис. 2. Экспериментальный стенд: (а) – общий вид, (б) – бассейн с клином.

ных осторожным удалением опорных стержней из резервуара, проводили последовательную съемку картины течения с интервалом в 10 минут. Измерения положения клина использовались для определения скорости перемещения.

3. Визуализация структуры течения вокруг самодвижущегося клина. Две теневые картины обтекания самодвижущегося клина в бассейне с покоящейся стратифицированной жидкостью, наблюдаемые с визуализирующей диафрагмой вертикальная шель – нож Фуко, представленные в верхней части рис. 3, показывают возмущения горизонтальной составляющей поля градиента плотности. Наблюдается слабое опережающее возмущение, вызванное притоком жидкости в плоскости клина. Фактически, течение, индуцированное диффузией, визуализируется на этих фотографиях вблизи сторон клина с помощью двух пар полос, параллельных сторонам клина, которые светлосинего цвета над телом, а также темно-синие и светлые под ним (отсчет от поверхно-

$$T_b = 7 \text{ c}, \Delta t = 80 \text{ мин}$$

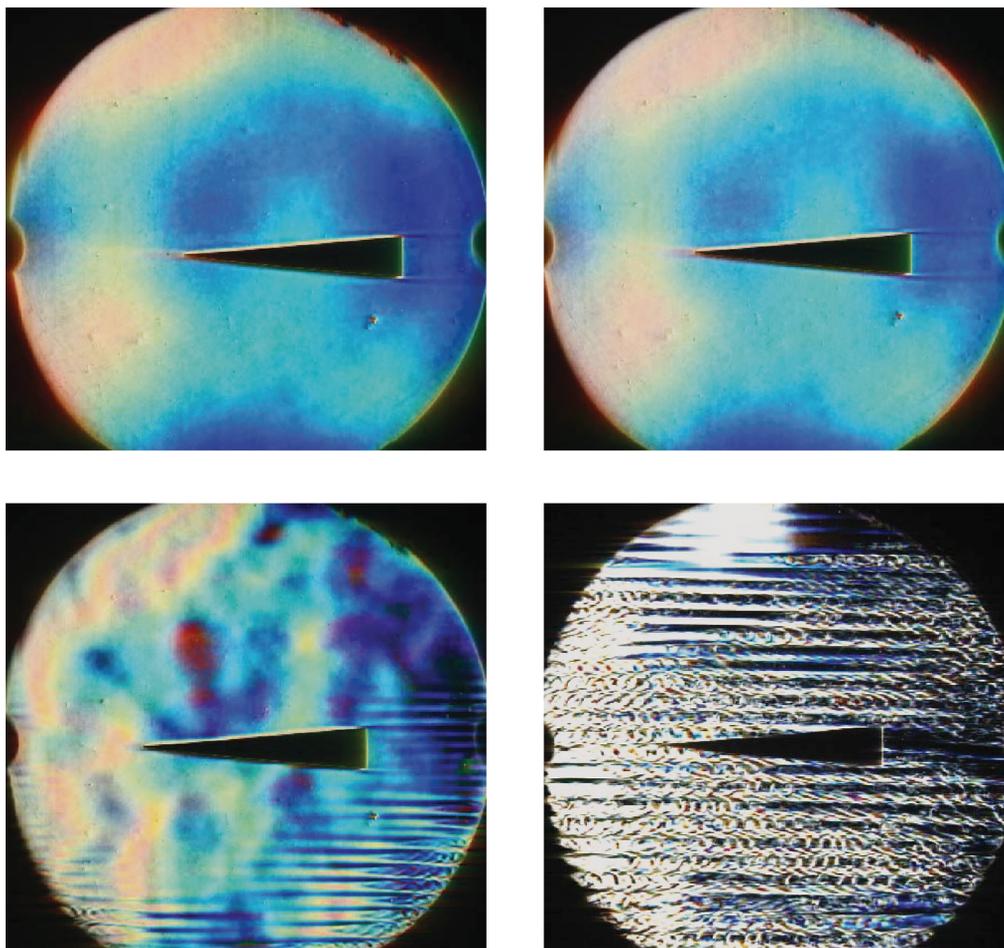


Рис. 3. Теневые картины самодвижущегося клина в покоящейся стратифицированной жидкости (верхняя часть) и в жидкости с растущими слоистыми ячейками, вызванными двойной диффузионной конвекцией боковых стенок из-за резкого снижения комнатной температуры (нижняя часть).

сти тела). Наклонные полосы трансформируются за клином в более сложную, слегка расширяющуюся систему горизонтальных поверхностей раздела. Отделенные от клина в задней части плоские струи образуют высокоградиентные огибающие прослойки, которые являются наиболее выраженным элементом тонкой структуры потока. Клинообразно движется справа налево со скоростью около 0.8 см/час.

Внезапное понижение комнатной температуры вызывает образование периодических ячеек в вертикальном направлении, проявляющих структуру образующей у боковой стенки многокомпонентной конвекции. При изменении комнатной температуры около теплопроводных боковых стенок бассейна развиваются ряды конвективных ячеек, передние края которых двигаются к центру бассейна (левая нижняя часть рис. 3). Со временем контактирующие ячейки объединяются и образуют общую многослойную структуру. Поперечные прослойки внутри ячеек визуализируют границы отдельных вихревых ячеек (правая нижняя часть рис. 3). Мелкомасштабные конвектив-

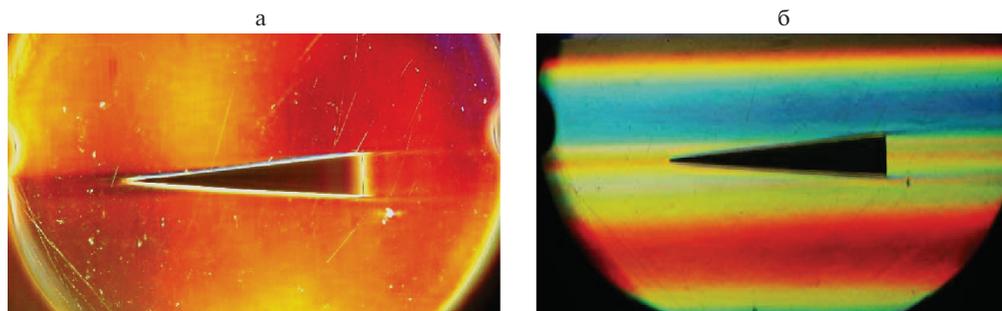


Рис. 4. Теневые изображения самодвижущегося клина в стратифицированной жидкости, $T_b = 7$ с: (а) – вертикальная щель – нить Максвелла, $t = 19.8$ час, (б) – горизонтальная щель – обычная решетка; $t = 20.1$ час.

ные структуры частично подавляются вследствие разделения диффузионных потоков в следе за задней кромкой клина (правая нижняя часть рис. 3).

Использование других визуализирующих диафрагм подтверждает стабильность отмеченных особенностей потока и позволяет дополнить описание геометрических свойств. При визуализации методом “вертикальная щель – нить в фокусе” (рис. 4 (а)) видны более отчетливо стекающие с боковых плоскостей клина струи в виде нескольких последовательных полос, разделенных темными прослойками с поперечной внутренней структурой. Слои струйных течений, примыкающих к поверхности клина и очерчивающие его контур, выглядят достаточно яркими. Перед клином есть расширенные темные полосы выше и ниже его вершины, визуализирующие слои втекающей жидкости.

Указанные особенности визуализируются цветным теневым методом с горизонтальной осветительной щелью и регулярной решеткой в качестве визуализирующей диафрагмы, когда наблюдаются изменения вертикальной составляющей градиента показателя преломления (рис. 4, (б)). Струи, которые стекают с наклонных поверхностей клина, здесь выглядят шире, чем в верхней части рис. 3, и слегка размытыми, хотя их можно проследить до границы поля зрения теневого прибора. Опережающие возмущения практически не визуализируются, поскольку они сливаются в цвете с одной из интерференционных полос. Таким образом, течение в главном возмущении изопокическое, поскольку значение вертикальной составляющей градиента стратифицирующей плотности остается неизменным.

Приведенные фотографии показывают, что для анализа слабых возмущений полезно сравнивать изображения, полученные разными методами; они дополняют друг друга, позволяя более полно идентифицировать особенности визуализируемых потоков.

Обработка измерений траектории клина показала, что клин движется устойчиво и равномерно со скоростью $U_w = 0.63$ см/час вплоть до момента, когда конвективные ячейки приближаются к его поверхности (левая нижняя часть рис. 3). Действие разнонаправленных конвективных потоков также может увеличить скорость самодвижения клина в 1.5...2 раза или полностью остановить его. При затухании быстрых течений в ячейках двойной диффузионной конвекции восстанавливается равномерность самодвижения тела, реализующего имеющуюся потенциальную энергию гидродинамически устойчивого, но термодинамически неравновесного состояния с выраженным диффузионным переносом соли в стратифицированной среде.

4. Методика численных расчетов течений, индуцированных диффузией на клине. Численное моделирование системы уравнений (1.1) с начальными и граничными условиями (1.2) реализовано в вычислительном пакете с открытым исходным кодом OpenFOAM. Предложенная методика основана на стандартной численной модели isoFoam, которая дополняет стандартные коды пакета программными модулями, учитывающими эффекты стратификации и диффузии [18, 22]. Граничное условие возмущения солёности было реализовано с помощью утилиты `funkySetBoundaryField`.

Для вычисления объемных интегралов через контрольный объем использована процедура Гаусса. Для связи уравнений сохранения импульса и массы использован устойчивый хорошо сходящийся алгоритм PISO, наиболее эффективный для нестационарных задач. Для интерполяции конвективных членов использована ограниченная TVD-схема повышенного порядка точности, которая вносит минимальную численную диффузию и обеспечивает отсутствие осцилляций решения. Для дискретизации производной по времени использовалась неявная асимметричная трехточечная схема второго порядка с разностями назад. На ортогональных участках сетки нормальные градиенты скорости на поверхности ячейки, необходимые при вычислении диффузионных членов по теореме Гаусса, находились из значений скорости в центроидах соседних ячеек по схеме второго порядка. На неортогональных участках использована итерационная процедура коррекции погрешности, вызванной неортогональностью сетки.

Для создания вычислительной сетки использованы стандартные утилиты OpenFOAM, такие как “blockMesh”, “topoSet” и “fineMesh”. Основной класс “polyMesh” пакета OpenFOAM, который конструирует сетку, создается с использованием минимального количества информации, необходимой для определения элементов и параметров разбиения, таких как вершины, ребра, грани, ячейки, блоки, внешние границы и т.д. Алгоритм дискретизации вычислительной области предполагает сгущение сетки по направлению к препятствию. Вблизи тела отношение сторон ячейки сетки приблизительно равно единице, что положительно влияет на сходимость решения.

Расчетная сетка позволяет разрешать самые тонкие элементы потока в высокоградиентных областях потока, особенно вблизи поверхности препятствия. Минимальный размер ячейки 2×10^{-3} см вблизи непроницаемых границ удовлетворительно разрешает диффузионный микромасштаб δ_N^k . Проведенные тестовые расчеты на более грубой сетке показали локальные нефизические колебания решения вблизи препятствия, которые приводят к накоплению ошибок и прекращению счета. Такое условие приводит к значительному увеличению общего количества вычислительных ячеек, что делает практически невозможным выполнение расчетов на персональных компьютерах.

Метод декомпозиции использовался для разделения расчетной области на несколько поддоменов, которые должны обрабатываться разными ядрами процессора раздельно. Параллельные вычисления поставленной задачи проводились в веб-лаборатории UniHUB (www.unihub.ru) и Научно-исследовательском вычислительном центре “Ломоносов” (www.parallel.ru).

Расчеты останавливались, когда интегральные характеристики или их статистические оценки принимали значения установившегося режима. Размеры вычислительных ячеек были выбраны из условия адекватного разрешения компонентов тонкоструктурного течения, связанных с эффектами стратификации δ_N^v и диффузии δ_N^k . Были выполнены существенные ограничения, наложенные этими условиями на минимальный пространственный шаг. По крайней мере, несколько вычислительных ячеек должны соответствовать минимальному линейному масштабу задачи в высокоградиентных областях течения. Расчетный шаг по времени Δt определяется условием Куранта $Co = |\mathbf{v}| \Delta t / \Delta r \leq 1$, где Δr – минимальный размер ячеек сетки, а \mathbf{v} – локальная скорость течения. Дополнительный контроль был обеспечен путем сравнения независимых расчетов для жидкостей с разной стратификацией.

5. Расчет механизма самодвижения клина, погруженного в непрерывно стратифицированную жидкость. Непроницаемый клин нарушает естественный диффузионный перенос стратифицирующей примеси и создает сложную систему течений, включающую тонкие главные струи, прилегающие к наклонным сторонам клина, и набор компенсационных обратных течений. Механизм формирования течений иллюстрирует картина поля возмущения солености (рис. 5 (a)). Между изолиниями одинаковой

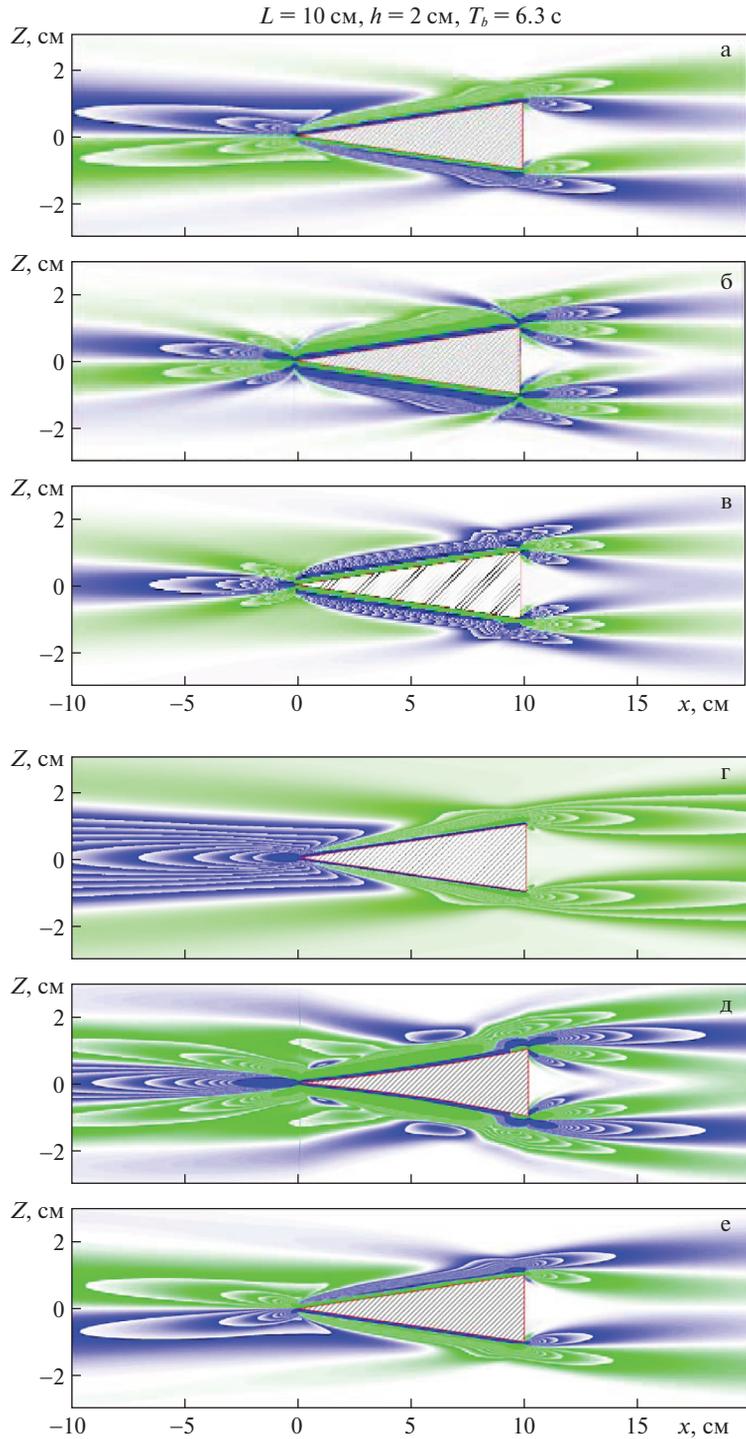


Рис. 5. Поле возмущения солёности (а), горизонтальная (б) и вертикальная (в) компоненты ее градиента и поле возмущения давления (г), горизонтальная (д) и вертикальная (е) компоненты его градиента.

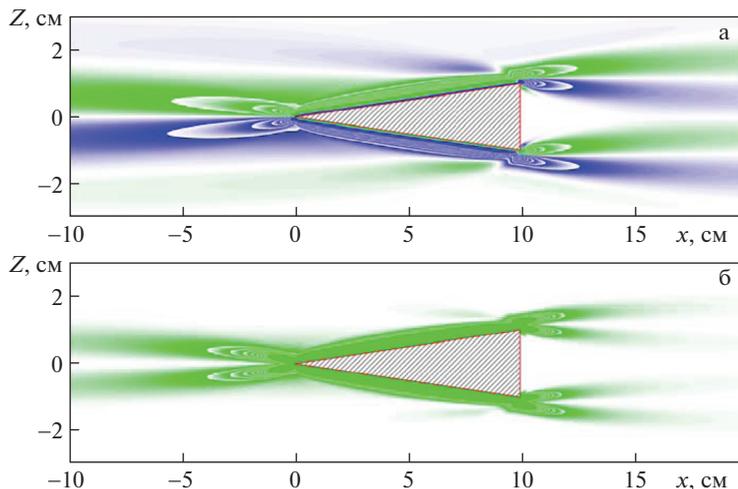


Рис. 6. Поля завихренности (а) и скорости диссипации механической энергии (б).

диапазон изменения значений, положительные изменения обозначены зеленым, отрицательные – синим цветом.

Тонкие слои дефицита и избытка солёности примыкающие непосредственно к верхней и нижней боковой поверхности клина, соответственно, проявляются на рисунках в виде полосок. Толщина слоев неоднородна вдоль поверхностей, принимает значение 0.16 см у вершины и 0.11 см у основания клина. Вокруг угловых точек клина образуются дополнительные мелкомасштабные компоненты. Стекающие с острых краев тонкие струи, образующиеся вдоль каждой стороны клина, генерируют внутренние волны нулевой частоты.

Вблизи угловых точек клина, где значения возмущения солёности составляют 10^{-5} , зафиксировано высокое значение продольной компоненты градиента возмущения солёности $|\partial s / \partial x|_{\max} = 4 \times 10^{-2}$ 1/м (рис. 5 (б)). При удалении от препятствий возмущение градиента солёности резко уменьшается и достигает значений 10^{-6} 1/м на расстоянии около 5 см по горизонтали и 0.5 см по вертикали.

У острой вершины клина, а также в небольшом участке вдоль его боковых сторон возмущение давления уменьшается. Область дефицита возмущения давления (синий цвет), толщина которого составляет около 2.5 см, расположена в толстом слое перед препятствием и в виде тонкой прослойки, примыкающей непосредственно к боковым границам клина (рис. 5 (г)).

Разница значений избыточного давления у основания и его дефицита перед клином вызывает формирование интегральной силы, толкающей горизонтальный клин в направлении его вершины – причины самодвижения свободного нейтрального плавучего тела. Явление самодвижения наблюдалось в лабораторных экспериментах (см. рис. 2 и публикацию [16]). Сложную многомасштабную структуру течений, индуцированных диффузией, иллюстрирует поле возмущения градиента давления (рис. 5 (д) и (е)). Вблизи угловых точек клина образуются дополнительные элементы тонкой структуры – диссипативные гравитационные волны.

В поле завихренности, представленном в верхней части рис. 6, проявляются тонкие однородные слои толщиной около 0.07 см с антициклонической и циклонической завихренностью над и под препятствием соответственно. К ним примыкают более толстые слои с противоположными знаками завихренности, которые развиваются в протяженных циркуляционных ячейках, расширяющихся перед препятствием и сужаю-

щихся за ним. Излом наклонных линий вихревых изоплет образуется у основания клина с углом к горизонту около 25° . Вблизи краев основания формируется сложная знакопеременная структура поля завихренности, характерная для диссипативных гравитационных волн.

Поле скорости диссипации механической энергии $\epsilon = -\frac{\rho\nu}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2$, представленное в нижней части рис. 6, имеет ряд отличительных особенностей, включая локализацию максимумов вдоль боковых сторон клина на некотором расстоянии от поверхности.

Заключение. Обзор литературы показывает, что течения, вызванные горизонтальной неоднородностью фонового потока стратифицирующих компонентов, являются повсеместными в атмосфере и гидросфере Земли (водоемы, озера, моря и Мировой океан в целом). Теории формирования таких течений развиваются на основе общепринятых уравнений движения в пренебрежении эффектами сжимаемости. На основе анализа уравнений и граничных условий, а также характерных пространственно-временных масштабов задачи сформулированы требования к методике эксперимента и программам численного моделирования.

Построена экспериментальная установка для наблюдения течений, индуцированных диффузией на клине в стратифицированном бассейне. Для визуализации поля возмущений вблизи самодвижущегося клина на горизонте нейтральной плавучести применялись разные теневые методы (вертикальная щель – нож Фуко или нить Максудова, цветной теневой прибор с решеткой и горизонтальной щелью). Показано влияние внешних условий на устойчивость самодвижения тела.

Рассчитаны поля возмущений в окрестности клина, в частности поле градиента солёности, которое является физической причиной последующего формирования градиента давления, вызывающего поток жидкости, и компенсирующее самодвижение свободного тела. Численно рассчитанные картины течения согласуются с наблюдаемыми в эксперименте.

Авторы благодарны доктору Thomas Peacock (MIT, USA), предоставившему для визуализации течения клин нейтральной плавучести, который использовался в экспериментах [16], и профессору Andrzej Herczyński (Boston College, USA) за усилия по организации взаимодействия между двумя группами ученых.

Работа выполнена с использованием услуг и оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова, а также Центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт” при частичной финансовой поддержке части авторов из ИПМех РАН средствами РФФИ (грант 18-05-00870) и государственного бюджета по госзаданию АААА-А17-117021310378-8. Эксперименты проведены на стенде ТСТ, входящем в Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов (УНУ “ГФК ИПМех РАН”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. Москва: Наука, 1986. 736 с.
2. Bonin T., Chilson P., Zielke B., Fedorovich E. Observations of the early evening boundary-layer transition using a small unmanned aerial system // Bound. Layer Meteorol. 2013. V. 146. P. 119–132.
3. Oerlemans J., Grisogono B. Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes // Tellus A. 2002. V. 54. P. 440–452.
4. Garrett C., MacCready P., Rhines P.B. Boundary mixing and arrested Ekman layers: rotating, stratified flow near a sloping boundary // Ann. Rev. Fluid Mech. 1993. V. 25. P. 291–323.

5. *Mironov D., Fedorovich E.* On the limiting effect of the Earth's rotation on the depth of a stably stratified boundary layer, // Q.J.R. Meteorol. Soc. 2010. V. 136. P. 1473–1480.
6. *Zyryanov V.N.* Hydrodynamic basis of formation of large-scale water circulation in the Caspian sea. 2. Numerical calculations // Water Resour. 2016. V. 43. № 2. P. 292–305.
7. *Prandtl L.* Essentials of Fluid Mechanics. London: Blackie & Son, 1952. 452 p.
8. *Phillips O.M.* On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid // Deep-Sea Res. 1970. V. 17. P. 435–443.
9. *Wunsch C.* On oceanic boundary mixing // Deep-Sea Res. 1970. V. 17. P. 293–301.
10. *Linden P.F., Weber J.E.* The formation of layers in a double-diffusive system with a sloping boundary // J. Fluid Mech. 1977. V. 81. P. 757–773.
11. *Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.* Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // ПММ. 1993. Т. 57. Вып. 4. С. 50–56.
12. *Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д.* Пограничные течения, индуцированные диффузией около неподвижного горизонтального цилиндра в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. ФАО. 1996. Т. 32. № 6. С. 818–823.
13. *Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д.* Эволюция течения, индуцированного диффузией на сфере, погруженной в непрерывно стратифицированную жидкость // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 2. С. 119–132.
14. *Zagumennyi Ia.V., Chashechkin Yu.D.* Diffusion induced flow on a strip: theoretical, numerical and laboratory modelling // Procedia IUTAM. 2013. V. 8. P. 256–266.
15. *Zagumennyi Ia.V., Chashechkin Yu.D.* The structure of convective flows driven by density variations in a continuously stratified fluid // Physica Scripta. 2013. V. 155. 014034.
16. *Allshouse M.R., Barad M.F., Peacock T.* Propulsion generated by diffusion-driven flow // Nature Phys. 2010. V. 6. P. 516–519.
17. *Cisneros L.H., Cortez R., Dombrowski C., Goldstein R.E., Kessler J.O.* Fluid dynamics of self-propelled microorganisms, from individuals to concentrated populations // Exp. Fluids. 2007. V. 43. P. 737–753.
18. *Димитриева Н.Ф., Чашечкин Ю.Д.* Структура индуцированных диффузией течений на клине с искривленными гранями // Морской гидрофиз. ж. 2016. Т. 3. С. 77–86.
19. *Mowbray D.E.* The use of schlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified fluids // J. Fluid Mech. 1967. V. 27. Pt. 3. P. 595–608.
20. *Chashechkin Yu.D.* Schlieren visualization of a stratified flow around a cylinder // J. Vis. 1999. V. 1. № 4. P. 345–354.
21. *Смирнов С.А., Чашечкин Ю.Д., Ильиных Ю.С.* Высокоточный метод измерения профиля периода плавучести // Измерит. техн. 1998. Т. 6. С. 15–18.
22. *Chashechkin Yu.D., Zagumennyi Ya.V., Dimitrieva N.F.* Dynamics of formation and fine structure of flow pattern around obstacles in laboratory and computational experiment, Supercomputing: Second Russian Supercomputing Days (RuSCDays 2016). Int. Conf. Moscow, Russia, September 26–27, 2016. Revised Selected Papers // Communications in computer and information science. 2016. V. 687. P. 41–56.

Visualization of the Self-Motion of the Neutral Buoyancy

Free Wedge in a Tank, Filled with Continuously Stratified Liquid, and Calculation of the Perturbations of the Fields of Physical Quantities That Drive the Body into the Motion

V. V. Levitsky^a, N. F. Dimitrieva^{b,c,#}, and Yu. D. Chashechkin^{a,##}

^a *Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, Russia*

^b *Institute of Hydromechanics NASU, Kiev, Ukraine*

^c *Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, NTUU, Kiev, Ukraine*

[#] *e-mail: dimitrieva@list.ru*

^{##} *e-mail: chakin@ipmnet.ru*

Flows resulting from spatial heterogeneity of temperature or concentration of a solute, which are among the most common in the environment, can cause self-motion of a free body along the neutral buoyancy horizon. According to the results of the space-time analysis of the gov-

erning equations set, a technique was developed to visualize the flow caused by diffusion around a horizontal wedge in a fluid that is continuously stratified by salinity. A laboratory setup has been created in which diffusion-induced flows on different bodies and self-motion of a horizontal wedge are visualized using various optical methods. Schlieren images of a free self-propelled wedge placed on the neutral buoyancy horizon in a continuously stratified salt solution are compared with the results of numerical modelling of the problem.

Keywords: stratification, diffusion, visualization, self-motion, wedge

REFERENCES

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. Fluid Mechanics. V. 6. Course of Theoretical Physics. Oxford: Pergamon Press, 1987. 539 p.
2. Bonin T., Chilson P., Zielke B., Fedorovich E. Observations of the early evening boundary-layer transition using a small unmanned aerial system // Bound. Layer Meteorol., 2013. vol. 146, pp. 119–132.
3. Oerlemans J., Grisogono B. Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes // Tellus A, 2002, vol. 54, pp. 440–452.
4. Garrett C., MacCready P., Rhines P.B. (1993) Boundary mixing and arrested Ekman layers: rotating, stratified flow near a sloping boundary // Ann. Rev. Fluid Mech., 1993, vol. 25, pp. 291–323.
5. Mironov D., Fedorovich E. On the limiting effect of the Earth's rotation on the depth of a stably stratified boundary layer // Q.J.R. Meteorol. Soc., 2010, vol. 136, pp. 1473–1480.
6. Zyryanov V.N. Hydrodynamic basis of formation of large-scale water circulation in the Caspian sea. 2. Numerical calculations // Water Resour., 2016, vol. 43, no. 2, pp. 292–305.
7. Prandtl L. Essentials of Fluid Mechanics. London: Blackie & Son, 1952. 452 p.
8. Phillips O.M. On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid // Deep-Sea Res., 1970, vol. 17, pp. 435–443.
9. Wunsch C. On oceanic boundary mixing // Deep-Sea Res., 1970, vol. 17, pp. 293–301.
10. Linden P.F., Weber J.E. The formation of layers in a double-diffusive system with a sloping boundary // J. Fluid Mech., 1977, vol. 81, pp. 757–773.
11. Kistovich A.V., Chashechkin Yu.D. The structure of transient boundary flow along an inclined plane in a continuously stratified medium // JAMM, 1993, vol. 57, no. 4, pp. 633–639.
12. Baidulov V.G., Chashechkin Yu.D. A boundary current induced by diffusion near a motionless horizontal cylinder in a continuously stratified fluid // Izv. Atmos. Ocean. Phys., 1996, vol. 32, no. 6, pp. 751–756.
13. Baidulov V.G., Matyushin P.V., Chashechkin Yu.D. Evolution of the diffusion-induced flow over a sphere submerged in a continuously stratified fluid // Fluid Dyn, 2007, vol. 42, no. 2, pp. 255–267.
14. Zagumennyi Ia.V., Chashechkin Yu.D. Diffusion induced flow on a strip: theoretical, numerical and laboratory modelling // Procedia IUTAM, 2013, vol. 8, pp. 256–266.
15. Zagumennyi Ia.V., Chashechkin Yu.D. The structure of convective flows driven by density variations in a continuously stratified fluid // Physica Scripta, 2013, vol. 155, 014034.
16. Allshouse M.R., Barad M.F., Peacock T. Propulsion generated by diffusion-driven flow // Nature Phys., 2010, vol. 6, pp. 516–519.
17. Cisneros L.H., Cortez R., Dombrowski C., Goldstein R.E., Kessler J.O. Fluid dynamics of self-propelled microorganisms, from individuals to concentrated populations // Exp. Fluids, 2007, vol. 43, pp. 737–753.
18. Dimitrieva N.F., Chashechkin Yu.D. The structure of induced diffusion flows on a wedge with curved edges // Phys. Oceanog., 2016, vol. 3, pp. 70–78.
19. Mowbray D.E. The use of schlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified fluids // J. Fluid Mech., 1967, vol. 27, pt. 3, pp. 595–608.
20. Chashechkin Yu.D. Schlieren visualization of a stratified flow around a cylinder // J. Vis., 1999, vol. 1, no. 4, pp. 345–354.
21. Smirnov S.A., Chashechkin Yu.D., Il'nykh Yu.S. High-accuracy method for measuring profiles of buoyancy periods // Meas.Tech., 1998, vol. 41, no. 6, pp. 514–519.
22. Chashechkin Yu. D., Zagumennyi Ya. V., Dimitrieva N.F. Dynamics of formation and fine structure of flow pattern around obstacles in laboratory and computational experiment, Supercomputing: Second Russian Supercomputing Days (RuSCDays 2016). Int. Conf. Moscow, Russia, September 26–27, 2016. Revised Selected Papers. Communications in computer and information science, 2016, vol. 687, pp. 41–56.